

N° d'ordre : 151 CD

THESE

présentée par

Laurence MAY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE PARIS ET DE
L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT ETIENNE

(Spécialité : ENERGETIQUE)

ECOULEMENTS DIPHASIQUES LORS DE LA VIDANGE DE GAZ LIQUEFIES INITIALEMENT SOUS SATURES. VALIDATION PAR L'EAU ET LE CFC11.

SOUTENUE À SAINT ÉTIENNE LE 11 DÉCEMBRE 1996

JURY : Monsieur : **COURNIL M.**

Messieurs : **BOLLE L.**

LANCE M.

Messieurs : **BIGOT J.P.**

FERRE J.

REBOUX P.

PRÉSIDENT

RAPPORTEURS

RAPPORTEURS

N° d'ordre : 151 CD

THESE

présentée par

Laurence MAY

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE PARIS ET DE
L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT ETIENNE

(Spécialité : ENERGETIQUE)

ECOULEMENTS DIPHASIQUES LORS DE LA VIDANGE DE GAZ LIQUEFIES INITIALEMENT SOUS SATURES. VALIDATION PAR L'EAU ET LE CFC11.

SOUTENUE À SAINT ÉTIENNE LE 11 DÉCEMBRE 1996

JURY : Monsieur : **COURNIL M.**

Messieurs : **BOLLE L.**

LANCE M.

Messieurs : **BIGOT J.P.**

FERRE J.

REBOUX P.

PRÉSIDENT

RAPPORTEURS

RAPPORTEURS

Je remercie tout d'abord Monsieur J. P. BIGOT pour m'avoir accueillie dans son équipe Thermohydraulique et Sécurité et pour avoir assuré la fonction difficile de directeur de thèse.

Je voudrais également témoigner toute ma gratitude à :

- Monsieur M. COURNIL qui a accepté d'être Président du jury de cette thèse,*
- Monsieur L. BOLLE, Professeur à l'Université Catholique de Louvain, qui a consenti à évaluer ce mémoire en qualité de Rapporteur,*
- Monsieur M. LANCE, Professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon, qui a bien voulu apporter ses réflexions sur cette étude en tant que Rapporteur,*
- Monsieur J. ADNOT pour avoir bien assuré le suivi en tant que responsable de formation du bon déroulement de cette thèse et de son représentant Monsieur P. REBOUX,*
- Monsieur J. FERRE, industriel détaché au GESIP, qui a accepté de faire parti de ce Jury.*

D'une manière générale, je voudrais remercier le groupement d'industriel (Elf, GESIP, SNPE Ingénierie) qui ont contribué financièrement à cette étude. Que Messieurs J.L. PY, N. NOEL, J. FERRE et J.M. FAUCHER trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude pour avoir joués un rôle actif dans l'élaboration de cette thèse.

Je voudrais également remercier deux techniciens sans qui rien de tout cela n'aurait été possible, Monsieur H. BESSET et Monsieur A. LALLEMAND, et l'atelier.

Je souhaite "bon courage" à P. ALIX, compagnon de galère, qui soutiendra prochainement sa thèse sur les écoulements diphasiques saturés en conduite.

Enfin, je voudrais témoigner toute ma gratitude à tous les thésards du C3 (Ivana, Martine, Pascal, Christine, Jean Pierre et Agnès) pour m'avoir soutenue dans les moments de doute et à Marie Claude BARTHOLIN.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
--------------------------	----------

BIBLIOGRAPHIE

I.1. GENERALITES SUR LES ECOULEMENTS DIPHASIQUES.....	3
--	----------

I.1.1. DESCRIPTION QUALITATIVE.....	3
-------------------------------------	---

I.1.2. Configurations d'un Ecoulement diphasique	5
--	---

I.1.3. PARAMETRES IMPORTANTS.....	6
-----------------------------------	---

I.1.4. DEFINITIONS.....	7
-------------------------	---

I.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LES FLUIDES

INITIALEMENT SOUS SATURES.....	9
---------------------------------------	----------

I.2.1. EFFET DE LA SOUS SATURATION SUR LE DEBIT	9
---	---

I.2.2. Influence de l'écart à la saturation sur le profil de pression en conduite.....	13
--	----

I.2.3. Influence de la géométrie sur la valeur du débit	15
---	----

I.2.4. Influence de la nature du fluide sur la valeur du débit	17
--	----

I.2.5 Conclusion.....	17
-----------------------	----

I.3 MODELISATION DES ECOULEMENTS DIPHASIQUES	18
---	-----------

I.3.1 ECOULEMENT CRITIQUE - APPROCHE MATHEMATIQUE.....	18
--	----

I. 3. 2. MODELE HOMOGENE A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

(H.E.M.).....	19
---------------	----

I.3.2.1. Détente isentropique.....	20
------------------------------------	----

I.3.2.2. Collins	21
------------------------	----

I.3.2.3. Modèle de Leung	22
--------------------------------	----

I.3.2.4. Détente adiabatique (avec frottements à la paroi).....	23
---	----

I.3.3. MODELES AVEC ECART A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE.....	25
---	-----------

I.3.3.1. Modèle "issu de Bernoulli" (approximation de Lackmé).....	25
--	----

I.3.3.2. Modèle de Henry- Fauske (1971) et modèle gelé HFM.....	26
---	----

I.3.3.3. Modèle à relaxation.....	27
-----------------------------------	----

I.3.3.4. Modèle à trois phases	28
--------------------------------------	----

I.3.3.5. La vaporisation.....	32
-------------------------------	----

I.4 CONCLUSION.....	34
----------------------------	-----------

INSTALLATION EXPERIMENTALE

II.1. CHOIX DES CONDITIONS EXPERIMENTALES	36
II.1.1. GEOMETRIE DE LA CONDUITE D'ESSAI.....	36
II.1.2. CHOIX DES FLUIDES.....	37
II.1.3. ECART A LA SATURATION	38
II.1.4. CONDITIONS EXPERIMENTALES RETENUES.....	39
II.2. CONCEPTION ET DESCRIPTION DE L'INSTALLATION	39
II.2.1. DESCRIPTION DE L'INSTALLATION.....	39
II.2.2. DIMENSIONNEMENT DES DEUX RESERVOIRS.....	43
II.2.2.1. Réservoir d'essai	43
II.2.2.2. Réservoir aval.....	45
II.2.3. MODE OPERATOIRE	46
II.3. GRANDEURS MESUREES	49
II.4. PRECISION DES MESURES.....	55
II.4.1 INCERTITUDE SUR LES MESURES DE PRESSION ET DE TEMPERATURE.....	55
II.4.2. INCERTITUDE DE MESURE SUR LE DEBIT	57
II.5. CONCLUSIONS.....	58

RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1. ESSAIS PRELIMINAIRES	61
III.1.1. EVOLUTION DES MESURES AU COURS DU TEMPS.....	61
III.1.1.1. Dans le réservoir.....	61
III.1.1.2. Evolution des mesures dans la conduite	65
III.1.2. MISE AU POINT DU PROTOCOLE EXPERIMENTAL.....	67
III.1.3. REPRODUCTIBILITE.....	72
III.1.4. ECOULEMENTS PUREMENT LIQUIDES ($T < T_{eb}$).....	73
III.1.4.1. Problèmes détectés	74
III.1.4.2 Méthode de calcul de la rugosité des divers tubes utilisés	76
III.1.5. ECOULEMENT CRITIQUE	79

III.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	81
III.2.1. DEBIT EN FONCTION DE LA PRESSION	81
III.2.2. COMPARAISON AVEC LA LITTERATURE.....	83
III.2.3. INFLUENCE DU DIAMETRE	85
III.2.4. INFLUENCE DE LA NATURE DU MATERIAU.....	86
III.2.5. INFLUENCE DE LA NATURE DU FLUIDE.....	88
III.2.6. CONCLUSIONS	90

DISCUSSION DES RESULTATS - MODELISATION

IV.1. CAS D'UN ECOULEMENT A FORT ECART A LA SATURATION.....	91
IV.1.1. MODELE I.H.E.....	91
IV.1.2. MODELE H.E.M. ETENDU.....	93
IV.1.3. CONCLUSION POUR LES FORTS ECARTS A LA SATURATION.....	100

IV.2. ECOULEMENT SOUS SATURES A FAIBLE ECART.....	102
IV.2.1 MODELE H.E.M. ETENDU	102
IV.2.2. MODELE DE HENRY-FAUSKE (1971) ET GELE (HFM).....	104
IV.2.3. MODELE D.E.M.....	105
IV.2.4. MODELE HOMOGENE A RELAXATION (H.R.M.)	111
IV.2.5. PROFIL DE PRESSION.....	113
IV.2.6. INFLUENCE DES FROTTEMENTS DANS LA REGION DIPHASIQUE...	117
IV.2.7. INFLUENCE DE DIVERS PARAMETRES.....	120
IV.2.8 CONCLUSION SUR LES ECOULEMENTS A FAIBLE ECART A LA SATURATION.	120

IV.3. FRONTIERE FAIBLE ECART - FORT ECART	122
--	------------

CONCLUSION	129
-------------------------	------------

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	133
---	------------

ANNEXE A

BIBLIOGRAPHIE SUR LA NUCLEATION.....A1

ANNEXE B

SYNTHESE DES RESULTATS EXPERIMENTAUXA5

ANNEXE C

MODELISATION DES RESULTATS A13

NOMENCLATURE

A_i : aire interfaciale (m^2/m^3)
 D : diamètre de la conduite (en m)
 F_d : fréquence de départ des bulles (s^{-1})
 g : accélération de la pesanteur (m/s^2)
 G : flux massique (kg/m^2s)
 J : taux de nucléation (m^3/s)
 h : enthalpie spécifique (J/kg)
 k : rapport de glissement : u_g/u_l
 N_{ss} : densité de site de nucléation (en m^3)
 P : pression (en Pa)
 P_v : pression de vapeur à la température T considérée (en Pa)
 q : Source d'énergie produite (en J)
 R_d : Rayon de départ des bulles (en m)
 s : section de la conduite (en m^2)
 S : section du réservoir (en m^2)
 T : température (en K)
 u : vitesse (en m/s)
 W : vecteur
 x : titre ou qualité
 y : indice du taux de vaporisation ou fraction massique de vapeur

α : fraction de vide
 θ : temps de relaxation (en s)
 λ : coefficient de perte de charge linéique ou régulière
 μ : viscosité dynamique (Pa s)
 ξ : coefficient de perte de charge singulière
 ρ : masse volumique ($= 1/\vartheta$) en kg/m^3
 σ : tension superficielle (N/m)
 τ : contrainte tangentielle à la paroi (en N/m^3)
 Δ : écart entre deux grandeurs
 Γ : taux de génération de vapeur
 ϑ : volume spécifique (m^3/kg)

INDICES:

a ou aval : réservoir aval

c : critique

e : équilibre liquide-vapeur

g : gaz ou vapeur

i : transition entre la zone liquide monophasique et diphasique

o : état à l'entrée de la conduite ou du réservoir

l : liquide

LM : liquide métastable

m : état du mélange diphasique

sat : saturation

INTRODUCTION

Les accidents industriels dans le secteur de la chimie ou du pétrole (Seveso, Bhopal, Mexico) ont permis une prise de conscience des risques liés au stockage de produits dangereux. Dans ce domaine, la réglementation (directive Seveso) impose aujourd'hui des études de danger qui comportent un volet sur l'étude des conséquences. Ce volet nécessite entre autres de modéliser les divers maillons qui résultent de la perte de confinement d'une capacité sous pression (écoulement dans le piquage résiduel, jet, flaque, nuage, toxicité, inflammation ...).

Dans ce contexte le laboratoire "Thermohydraulique et Sécurité" de l'École des Mines de Saint Étienne (centre SPIN) s'intéresse depuis une dizaine d'année aux écoulements diphasiques en conduite. L'orientation générale du travail qui y est mené découle du constat que les modèles généralement utilisés ont été développés dans le cadre de la filière électronucléaire et n'ont été validés expérimentalement qu'avec de l'eau.

Notre travail s'insère dans le cadre du programme GAZLIQ, mené en collaboration avec ELF-ATOCHEM, SNPE-INGENIERIE et le GESIP, et donc **l'objectif est de confronter les modèles utilisés à des expériences menées avec des fluides très différents les uns des autres dans une même installation expérimentale.**

Nous avons choisi de traiter le cas de l'écoulement critique d'un fluide initialement sous refroidi dans une canalisation cylindrique horizontale, pour deux raisons. C'est avec un fluide initialement sous saturé que l'on obtient le débit le plus important, donc celui qui correspond au cas le plus défavorable pour la sécurité. Mais c'est également un cas réaliste pour des réservoirs exposés au rayonnement solaire (Cf. Nyren et Winter (1987)).

L'étude bibliographique (chapitre I) permet de faire la synthèse des modèles proposés, de vérifier l'extrême pauvreté des résultats expérimentaux pour des fluides autres que l'eau et de choisir nos conditions expérimentales (géométrie de la conduite d'essai et plage d'écart à la saturation).

La réalisation de ce programme nous amène à concevoir, dimensionner, réaliser et mettre au point une installation expérimentale de taille pilote susceptible de manipuler des fluides inflammables (chapitre II).

Des essais préliminaires avec de l'eau nous permettent de valider notre installation. Il est alors possible de mener des expériences systématiques avec de l'eau et le frigorigène R11, dans plusieurs conduites (chapitre III).

L'interprétation des résultats et la critique des modèles (chapitre IV) est divisée en trois parties. La première concerne les écoulements dits à fort écart à la saturation qui sont nettement plus simples à interpréter. La seconde traite des faibles écarts à la saturation, et la dernière situe la frontière entre les deux situations précédentes.

BIBLIOGRAPHIE

Dans une première partie, nous décrirons qualitativement les écoulements diphasiques en conduite. Pour cela, nous présenterons tout d'abord la série d'événements aboutissant à la création des deux phases liquide et vapeur. Cet écoulement ainsi formé est souvent critique. Du fait de la vaporisation, la configuration de ce dernier change dans la conduite. A partir des différents essais publiés, nous en déduirons les paramètres à prendre en compte. Nous restreindrons alors l'étude aux fluides initialement sous saturés. Afin de mieux nous comprendre, nous définirons enfin le vocabulaire spécifique diphasique utilisé tout au long de ce manuscrit (écart à la saturation...).

Dans une seconde partie, nous ferons une synthèse des expériences effectuées. Nous commenterons les différences de résultats obtenus selon que le fluide est initialement sous saturé, saturé ou diphasique à l'entrée.

Enfin, dans une troisième partie, nous nous intéresserons à la modélisation de ces écoulements. Nous déterminerons mathématiquement la façon de résoudre le système d'équations ainsi formé. Nous établirons ensuite une liste des modèles à l'équilibre thermodynamique. Or, certains résultats expérimentaux de la littérature ont montré que dans le cas qui nous préoccupe (fluide initialement sous saturé), il fallait prendre en compte un écart à l'équilibre entre les deux phases.

I.1. GENERALITES SUR LES ECOULEMENTS DIPHASIQUES

I.1.1. DESCRIPTION QUALITATIVE.

Dans le cas qui nous intéresse, l'écoulement diphasique est produit par la rupture d'une canalisation reliée à un réservoir de gaz liquéfié sous pression. En entrant dans la conduite, le fluide subit une accélération. Il y a donc transformation d'énergie potentielle en énergie cinétique, et la pression diminue. Dès qu'elle devient inférieure ou égale à la pression de vapeur saturante, le fluide se trouve en état de surchauffe, donc d'écart par rapport à l'équilibre thermodynamique. Pour le réduire, il y a formation plus ou moins rapide de bulles. De ce fait, la masse volumique moyenne diminue. La conservation du débit massique (ρu) impose alors que la vitesse augmente. Ce gain d'énergie cinétique fait de nouveau baisser la pression et accentue la vaporisation. Le profil de pression a donc généralement la forme suivante:

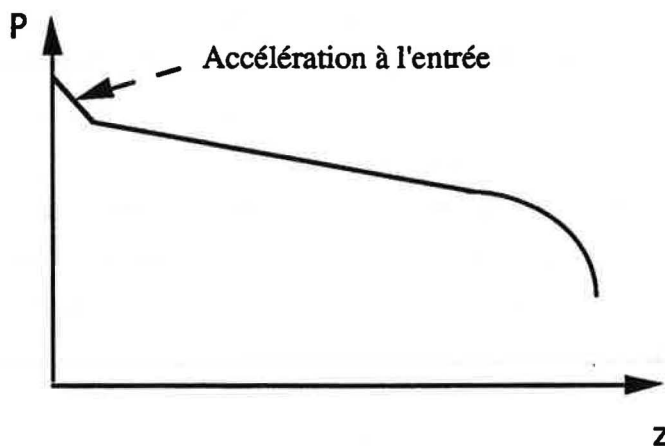


Fig. I.1.1. Evolution de la pression tout au long d'une conduite de section constante

En sortie de conduite, nous constatons souvent une chute importante de pression (due à l'augmentation de la vitesse en sortie) qui contribue à la création d'un écoulement bloqué.

Un écoulement critique (ou sonique) en **monophasique**, se caractérise par le fait qu'une diminution de la pression en aval, en dessous d'un certain seuil, n'a aucune influence sur l'écoulement. Ce seuil de pression est appelé pression critique. Elle est atteinte en une section bien définie de la conduite, dite section critique, généralement à la sortie. Dans cette section, la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse du son dans le gaz, ce qui empêche que les perturbations générées en aval soient ressenties en amont.

L'expérience fait apparaître un phénomène analogue pour les écoulements **diphasiques**. Il est, par contre, moins facile de définir la vitesse de propagation des petites perturbations dans un fluide diphasique, dans la mesure où ces perturbations ne se déplacent pas avec la même célérité dans chacune des deux phases. Delhay (1981) indique que les vitesses de propagation du son dans les fluides diphasiques sont nettement plus faibles qu'en écoulement monophasique (30 m/s au lieu de 300 ou 1000 m/s).

Il résulte que l'écoulement critique est plus facilement atteint dans le cas d'un écoulement diphasique.

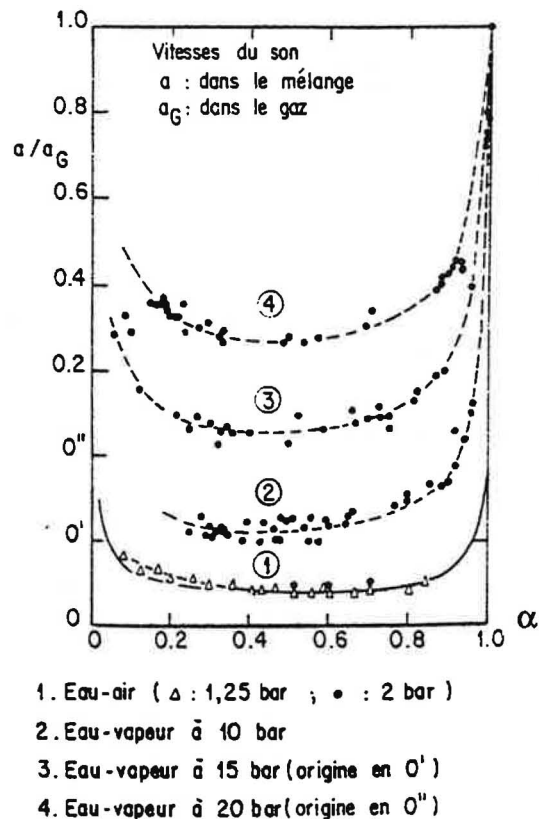
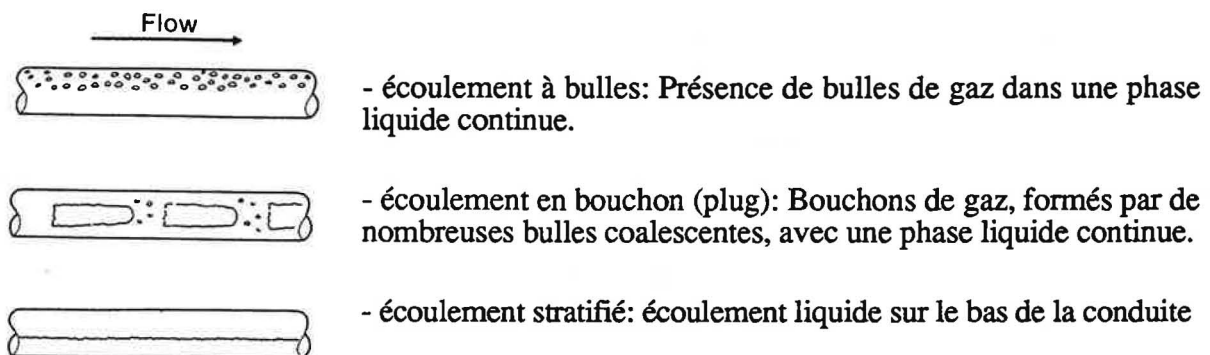


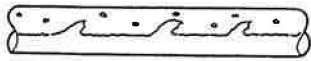
Fig. I.1.2. Evolution de la vitesse du son selon la fraction volumique selon Delhaye (1981).

I.1.2. CONFIGURATIONS D'UN ECOULEMENT DIPHASIQUE

Le fait que le liquide se vaporise dans la conduite introduit plusieurs types de régimes d'écoulement, c'est-à-dire que l'écoulement possède plusieurs configurations, plusieurs aspects d'organisations du liquide et du gaz.

Suivant l'orientation de la conduite (verticale ou horizontale), les régimes d'écoulements varient. Dans notre cas, le tube est horizontal, et on peut recenser six régimes d'écoulement (voir ci-dessous):

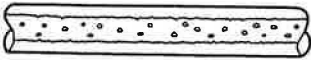




- écoulement à vagues: écoulement stratifié mais avec des vagues à l'interface. Il peut se produire un entraînement du liquide par du gaz.



- écoulement "slug": les vagues maintenant sont assez grosses pour toucher la paroi supérieure de la conduite



- écoulement annulaire: le liquide forme un film autour de la paroi. Le coeur contient du gaz avec des gouttelettes de liquide.

Ces régimes ont été obtenus en injectant un débit de gaz croissant dans une boucle liquide. Dans le cas de vidange de réservoir, seuls deux auteurs à notre connaissance Uchida et Nariai (1966) d'une part et Al Sahan (1988) d'autre part, ont réalisé des photographies d'écoulements.

A l'aide d'une caméra ultra rapide, Uchida et Nariai (1966) ont visualisé la génération de vapeur. Celle-ci commence dans la première partie de la section du tube, au centre et s'étend petit à petit sur tout le tube. A plusieurs centimètres de la sortie, l'écoulement est un mélange homogène de gouttelettes liquides et de gaz. Al Sahan (1988) confirme que le régime d'écoulement en sortie est un mélange homogène de liquide et de vapeur, comme un brouillard. En amont, il a également vu trois autres types d'écoulements : à bulles , Slug, et Annulaire. Il note que le nombre de bulles croît à l'entrée quand la pression est élevée. En faisant varier la longueur, il a mis en évidence que la cinétique de grossissement des bulles est plus élevée quand la longueur est faible. Ces études ont été réalisées avec de l'eau.

Cette visualisation de l'écoulement dans la conduite montre l'importance du phénomène de vaporisation. Nous allons dans le paragraphe suivant dresser une liste des autres paramètres qui influent sur l'écoulement diphasique.

I.1.3. PARAMETRES IMPORTANTS

De nombreuses campagnes expérimentales ont montré que cet écoulement diphasique est plus ou moins sensible à différents paramètres qui sont:

- la nature du fluide (ses propriétés thermodynamiques et de transport)
- le nombre de constituants (on distingue en particulier les écoulements à deux constituants : un liquide et un gaz incondensable et les écoulements à un constituant : un liquide et sa vapeur)
- l'orientation verticale ou horizontale de la conduite
- sa forme (orifice, convergent, tube)
- la géométrie à l'entrée et à la sortie (diffuseur)

- la longueur
- le diamètre
- la pression
- le titre en amont...

Nous n'étudierons pas toutes ces grandeurs, nous nous limiterons à une conduite horizontale, de section constante (tube), à un constituant (le liquide et sa vapeur).

Une étude antérieure réalisée dans le même laboratoire (Viguié (1992)) a mis en évidence l'importance du titre en amont de la conduite. Selon sa valeur, le débit varie de manière importante. Nous avons choisi de nous intéresser au cas où il est le plus fort, c'est-à-dire quand l'écoulement est initialement sous saturé.

Pour aider à la compréhension du texte, nous avons défini un certain nombre de termes.

I.1.4. DEFINITIONS

Nous dirons qu'un fluide est à **saturation** s'il est complètement liquide et à sa pression de vapeur saturante (figure I.1.3, états a et b).

Nous dirons qu'il est **sous saturé**, ou **sous refroidi** si sa pression est supérieure à sa pression de vapeur saturante (figure I.1.3 , état c).

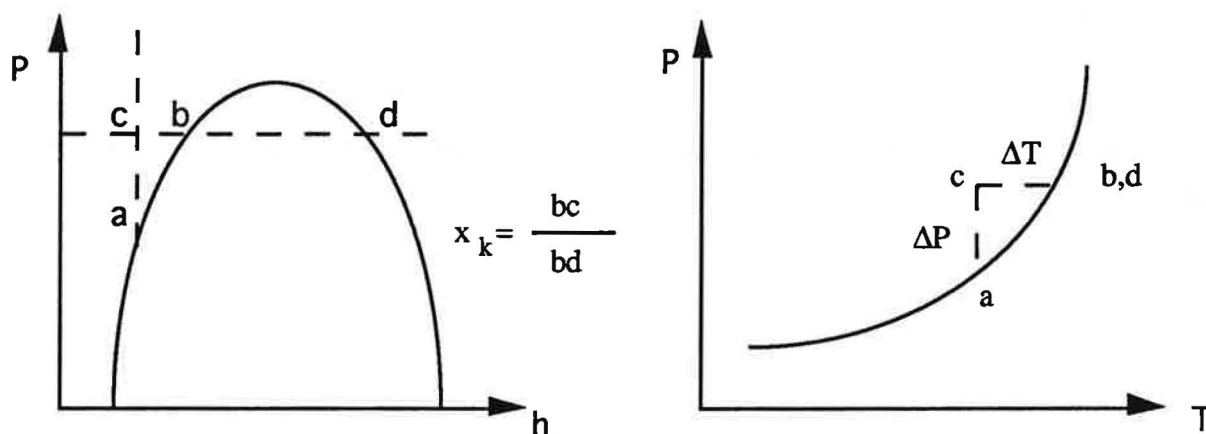


Fig. 1.1.3. Visualisation des différents états de saturation, et d'écart à la saturation.

L'écart entre l'état c et la saturation peut être mesuré par l'un des couples $(\Delta P, P)$; $(\Delta T, T)$; (P, T) ou par un titre négatif x (cf. ci dessous).

A l'origine, le **titre** (ou **qualité**) d'un écoulement diphasique est le rapport entre le débit massique de gaz et le débit massique total circulant dans la conduite.

Dans le cas d'un écoulement homogène à l'équilibre (les deux phases sont en équilibre thermodynamique et ont la même vitesse, on peut montrer que le titre peut aussi s'écrire :

$$x_o \equiv \frac{1/\rho - v_l(P_o)}{v_{lg}(P_o)} \quad x_o \equiv \frac{h_o - h_l(P_o)}{h_{lg}(P_o)}$$

Sozzi et Sutherland (1975) ont proposé d'étendre l'utilisation de la première expression au cas des fluides sous saturés. Kevorkov et al (1977) ont fait de même avec la seconde.

Ces deux définitions donnent alors des valeurs négatives au titre. Remarquons que ces deux définitions sur cette plage ne sont pas équivalentes (pour un même état thermodynamique, les valeurs de x ne sont pas les mêmes). Nous utiliserons de préférence la définition de Kevorkov et al (1977), car l'hypothèse mise en jeu (équilibre) est moins restrictive que celle homogène, l'enthalpie à fournir pour rejoindre la saturation a plus de signification physique que la différence de température...

Nous serons confronté aussi au phénomène d'**écart à l'équilibre**. Ce dernier résulte de la cinétique finie d'évaporation lorsque l'on détend un fluide. Normalement le fluide devrait être diphasique en équilibre liquide - vapeur, or, il se trouve soit encore sous forme liquide ($P < P_{sat}$) c'est-à-dire un liquide métastable, ou soit surchauffé ($T > T_{sat}$). On dit alors que l'on a un écart à l'équilibre.

Après cette série de définitions, nous allons réaliser une synthèse des différentes expériences publiées.

I.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LES FLUIDES INITIALEMENT SOUS SATURES

Les expériences les plus complètes pour des tubes longs, à notre connaissance, ont été réalisées par Uchida et Nariai (1966), Sozzi et Sutherland (1975) et Kevorkov et al (1977).

Ces auteurs n'ont pas proposé de modélisation de leurs résultats. Par contre ceux-ci sont souvent repris pour être confrontés avec des modèles d'écart à la saturation, plus récents.

La première référence présente des séries de résultats obtenus le long d'une isotherme (à une pression de vapeur saturante donnée, on augmente la pression totale en injectant un gaz incondensable dans le ciel gazeux : points notés x). Les deux autres références sont constituées d'isobares (à pression constante, on fait varier la température du fluide: points notés o).

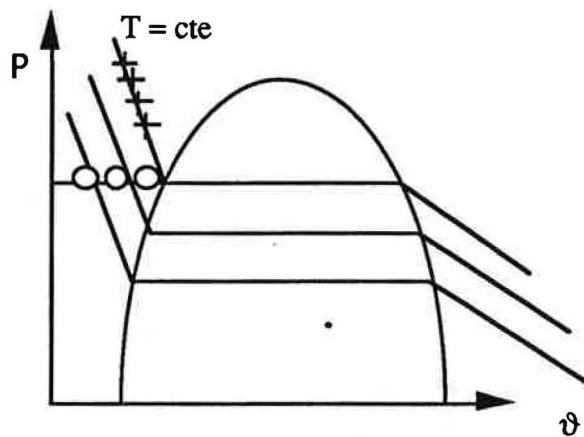


Fig. I.2.1. Schéma des différentes possibilités d'écart à la saturation

Nous allons tout d'abord étudier l'effet de la sous saturation sur la valeur du débit, puis sur le profil de pression en conduite et enfin l'influence de la géométrie de la conduite et de la nature du fluide.

I.2.1. EFFET DE LA SOUS SATURATION SUR LE DEBIT

Uchida et Nariai (1966) ont représenté le débit en fonction de la pression, alors que Sozzi et Sutherland (1975) ainsi que Kevorkov et al (1977) l'ont exprimé en fonction du titre.

Sur la figure de Uchida et Nariai (1966) sont représentées trois courbes:

- l'eau froide : le fluide est en dessous de sa température d'ébullition et est donc toujours monophasique.
- l'eau saturée à différentes températures (donc pression) de saturation: le fluide est saturé à l'entrée de la conduite.
- l'eau sous saturée: la température du fluide reste constante (143,5°C, soit une pression de vapeur de 4 bar), et la pression augmente jusqu'à environ 7 bars (soit trois bars d'écart à la saturation).

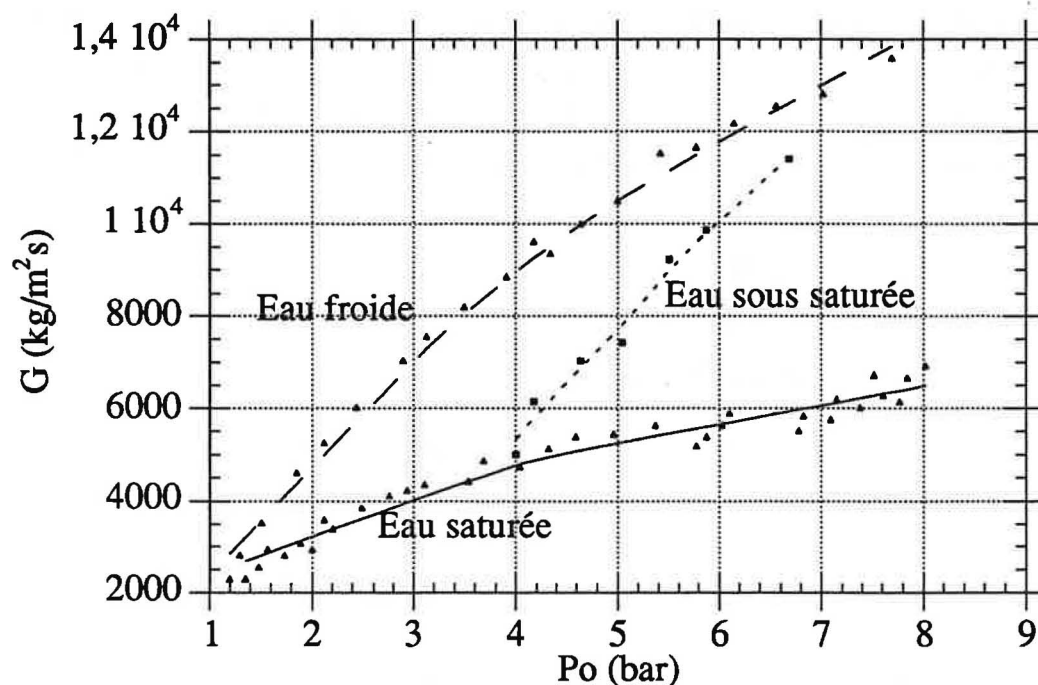


Fig. I.2.2 Evolution du débit selon l'état initial (monophasique liquide, saturé, sous saturé) du fluide selon Uchida et Nariai (1966)

On constate que la courbe pour l'eau sous saturée évolue de façon monotone entre la courbe du liquide froid et celle du liquide à saturation. Le débit d'eau sous saturée est nettement plus important que celui de l'eau à saturation, même à faible écart. Il rejoint presque le débit d'eau froide, dans le cas d'un fort écart à la saturation.

Le débit mesuré par Sozzi et Sutherland (1975) dépend fortement de la qualité initiale lorsqu'elle est négative (fluide sous refroidi), alors qu'il varie peu du côté positif.

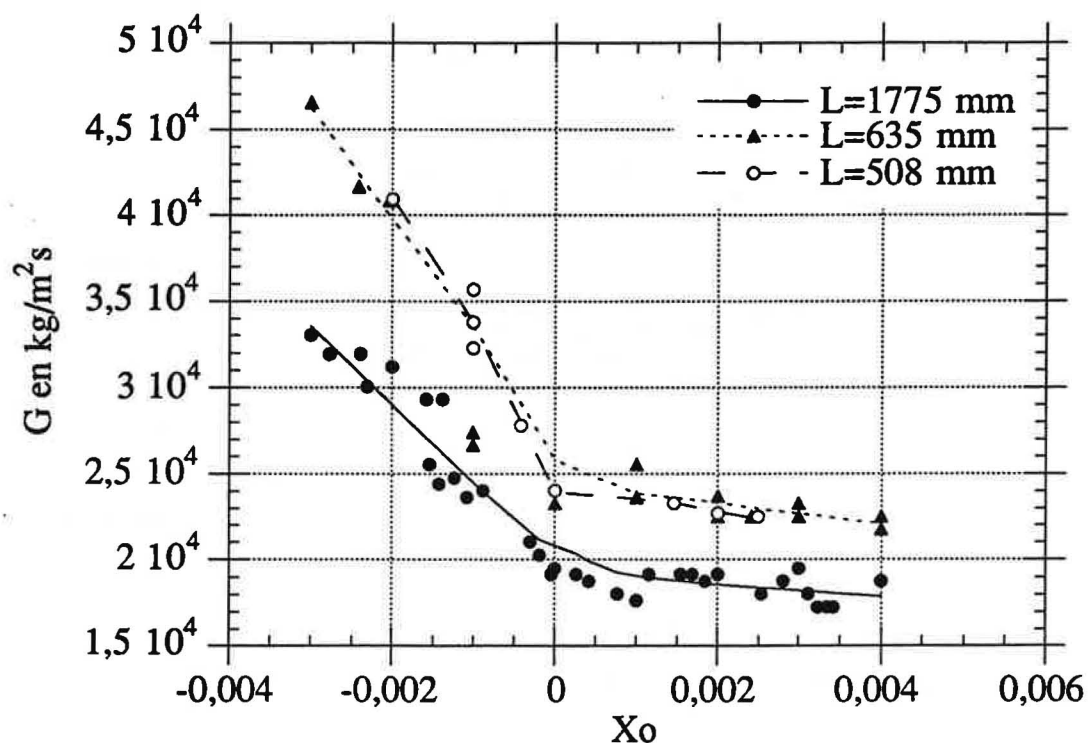


Fig. I.2.3 Evolution du débit suivant le titre initial pour Sozzi et Sutherland (1975)

Les essais de Sozzi et Sutherland (1975) ont été effectués à une pression comprise entre 62 et 69 bar.

Sur la courbe de Kevorkov et al (1977), on retrouve que le débit est plus important du côté sous saturé que du côté diphasique. On s'aperçoit également que le passage de la saturation joue un rôle très important dans la valeur du débit. Toutefois, contrairement à Sozzi et Sutherland (1975), on note que le débit varie assez fortement du côté diphasique.

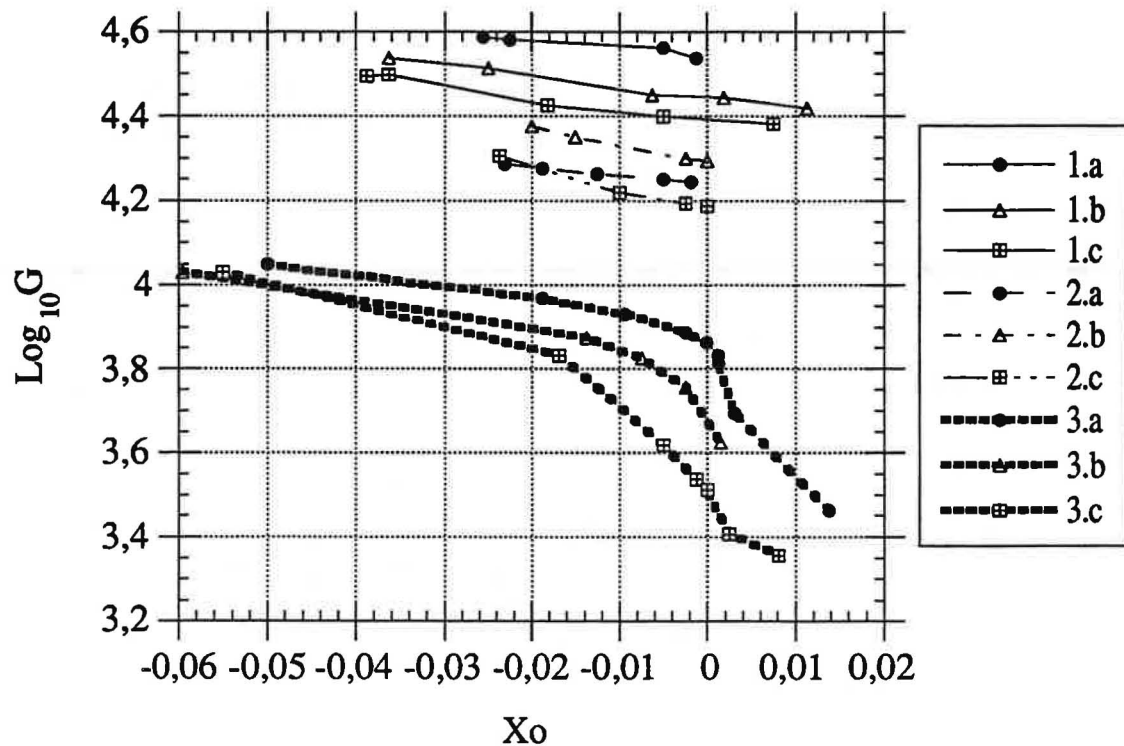


Fig. I.2.4. Evolution du débit en fonction de la qualité initiale pour Kevorkov et al (1977)

Légende : 1) $P = 90$ bar; 2) $P = 40$ bar ; 3) $P = 3$ bar; a) $L = 100$ mm; b) $L = 250$ mm; c) $L = 1200$ mm

Si nous comparons les courbes des deux références, nous voyons qu'a priori elles sont très différentes.

Il faut cependant remarquer que du côté positif, l'échelle des titres de Sozzi et Sutherland (1975) est trois fois plus faible que celle de Kevorkov et al (1977) , ce qui donne une impression de chute importante.

Du côté négatif, les deux définitions de la qualité n'étant pas équivalentes, il faut transformer les valeurs selon la définition de Sozzi et Sutherland (1975) en expressions de type Kevorkov et al (1977).

On calcule alors la pente $\frac{dG}{dx_o}$ pour les deux auteurs et on trouve:

$$\frac{dG}{dx_o} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ pour Sozzi transformé en Kevorkov}$$

$$\frac{dG}{dx_o} \approx 2,5 \cdot 10^5 \text{ pour Kevorkov}$$

L'ordre de grandeur des pentes est identique. L'écart peut s'expliquer par une géométrie et une pression de saturation différentes, mais aussi par la différence de précision des mesures utilisées. La méthode de Sozzi et Sutherland (1975) repose sur la mesure du volume spécifique.

Elle fait une soustraction entre deux petits nombres ce qui est une source d'erreur élevée. Kevorkov et al (1977) utilisent une mesure directe de la différence de pression entre l'entrée et la saturation ($P_o - P_{sat}$). La méthode de ce dernier donne à notre avis des résultats plus précis. Globalement, nous pouvons considérer que les courbes de Kevorkov et al (1977) et de Sozzi et Sutherland (1975) représentent bien le même phénomène.

Dans les trois références évoquées, nous constatons que le débit augmente avec la sous saturation. Ces expérimentations montrent donc l'importance de bien connaître l'état initial du fluide, donc de savoir à la fois le créer, le maîtriser et le mesurer de façon précise.

Voyons dans le paragraphe suivant comment évolue le profil de pression en conduite selon l'état du fluide initial.

I.2.2. Influence de l'écart à la saturation sur le profil de pression en conduite

Pour illustrer, le profil de pression en conduite pour de l'eau initialement sous saturée et saturée, nous prenons des résultats de Uchida et Nariai (1966).

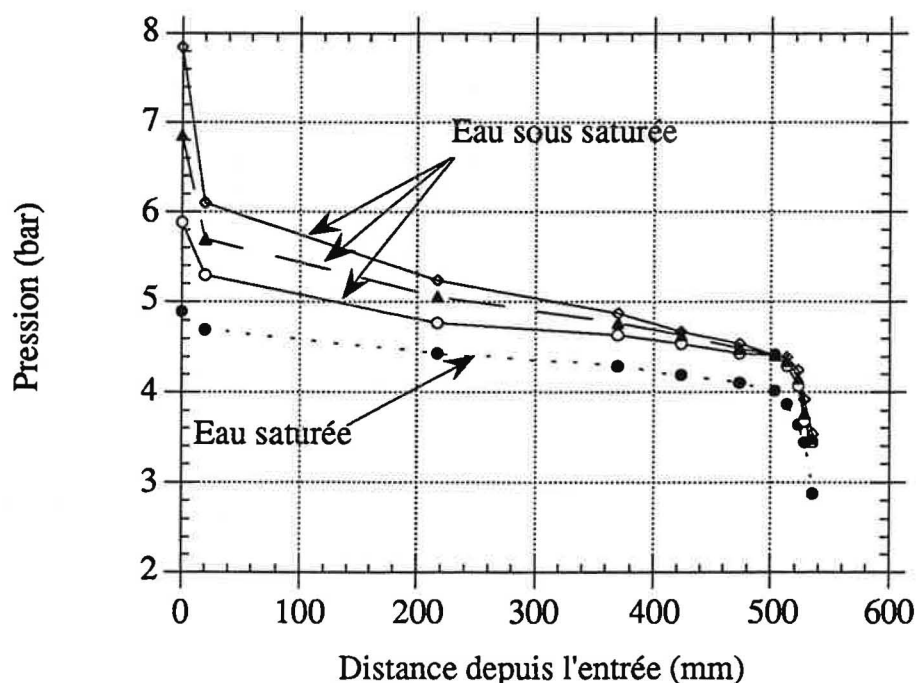


Fig. I.2.5. Profil de pression en conduite pour de l'eau sous saturé pour un tube de 535 mm
(Température de l'eau : 151°C) de Uchida et Nariai (1966).

On peut décomposer l'évolution de la pression en trois zones comprenant :

- une chute importante au départ
- une linéaire
- une chute brutale à la sortie.

La chute de la première partie de la courbe est due à l'accélération du fluide augmentée d'une perte de charge singulière car Uchida et Nariai (1966) utilisent des conduites avec entrée à bord vif. Remarquons qu'à saturation, cette baisse est à peine visible.

La chute finale de pression est un peu plus tardive dans le cas d'un fluide initialement sous saturé que saturé. Ceci est dû au fait qu'une fraction importante de la conduite est alors occupée par un écoulement liquide et que l'accélération liée à la vaporisation est confinée à la sortie.

Uchida et Nariai (1966) ont étudié la pression critique à la sortie pour différentes longueurs de conduites et pour des états saturés et sous saturés. On constate que la pression critique de sortie est plus importante dans le cas d'un fluide initialement sous saturé. L'écart se réduit quand la longueur du tube diminue.

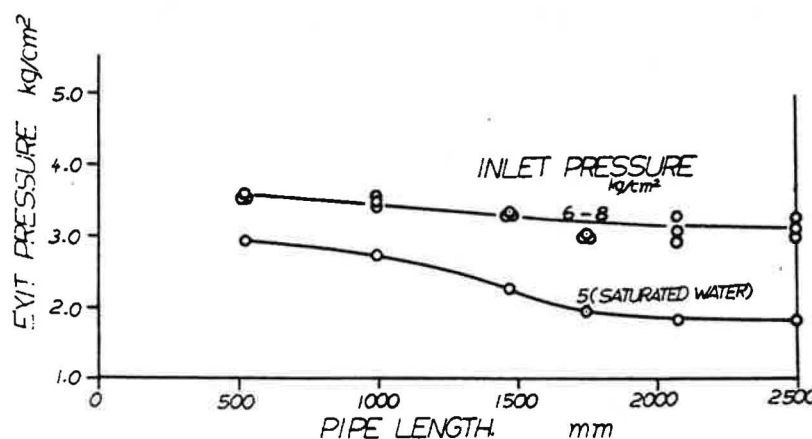


Fig. 1.2.6. Etude de la pression critique pour des tubes longs pour des fluides saturé et sous saturé selon Uchida et Nariai.

Nous venons de voir que la géométrie semble jouer un rôle pour l'estimation de la pression critique, qu'en est-il au niveau du débit?

* Longueur et diamètre

Il existe dans ce domaine beaucoup de données, mais presque exclusivement dans le cas d'un écoulement saturé à l'entrée du tube.

A saturation, Fletcher (1984) a réalisé une synthèse d'expériences réalisées dans ce domaine en reprenant les valeurs obtenues par de nombreux auteurs. Il a observé que si la longueur est supérieure à 100 mm ou 120 mm, le débit est peu influencé par la longueur.

Cela nous amènera à utiliser une longueur de conduite supérieure à 100 mm pour que l'on soit à l'équilibre quand le fluide est initialement saturé.

Sozzi et Sutherland (1975) ont réalisé des expériences en faisant varier la longueur de la conduite.

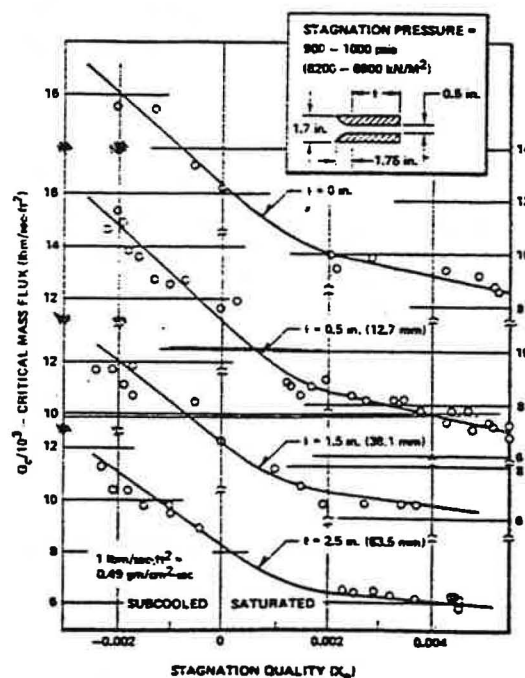


Fig. I.2.8. Influence de la longueur de la conduite sur la valeur du débit quelque soit le titre initial selon Sozzi et Sutherland (1975).

Ils montrent que le débit diminue quand la longueur augmente, quelle que soit la valeur initiale du titre. Lorsque la conduite devient longue avec un faible diamètre les frottements prennent de l'importance.

En conclusion, pour nos expériences, nous choisirons une conduite avec une entrée à bord arrondie, et une longueur pas trop grande (inférieure à 1 m).

La géométrie n'est pas le seul paramètre pouvant influencer le débit, il y a aussi la nature du fluide, que nous allons évoquer maintenant.

I.2.4. Influence de la nature du fluide sur la valeur du débit

Il existe peu de données réalisées avec des tubes longs ($L > 100$ mm) pour d'autres fluides que l'eau. Les quelques données disponibles, concernent surtout des essais à saturation.

Par exemple, Van den Akker et al (1983) ont effectué des expériences avec le frigorigène R12 ou Fletcher (1984) avec le R11. Nyren et Winter (1987) ont réalisé des expériences à plus grande échelle avec SO_2 , mais le débit moyen mesuré correspond à une sous saturation (involontaire) variable et incontrôlée au cours de l'expérience.

La littérature présente donc une lacune importante en ce qui concerne des essais avec un fluide sous saturé autre que l'eau, que nous essaierons de combler par notre travail.

I.2.5 Conclusion

Le débit observé avec un fluide initialement sous saturé est plus important que lorsque le fluide est initialement à saturation ou diphasique.

La sensibilité du débit à ce paramètre $\left(\frac{dG}{dP_o} \text{ ou } \frac{dG}{dx_o}\right)$ est très élevée.

La géométrie de la conduite semble également jouer un rôle sur la valeur du débit. Nous avons choisi de travailler avec une entrée à bord arrondi pour pouvoir négliger la perte de charge singulière et une longueur de conduite pas trop élevée (inférieure à 1 m).

Nous avons également constaté la pauvreté des résultats expérimentaux sur d'autres fluides que l'eau. Il est donc primordial de combler cette lacune en effectuant des essais avec d'autres fluides.

I.3 MODELISATION DES ECOULEMENTS DIPHASIQUES

Tout d'abord, nous allons évoquer la méthode mathématique utilisée pour traiter les écoulements critiques.

Ensuite, nous allons tenter d'établir une classification des modèles. Nous commencerons par ceux qui considèrent que l'écoulement est à l'équilibre thermodynamique (la température du gaz et celle du liquide sont identiques) avant d'aborder les modèles hors équilibre.

Selon Giot (1981), on peut utiliser des modèles à l'équilibre lorsque la valeur de la qualité en sortie est importante (supérieure à $5 \cdot 10^{-2}$), c'est à dire que l'état du fluide en amont est soit à saturation ($x = 0$, un liquide avec sa première bulle de vapeur) ou soit déjà diphasique ($x > 0$) avec une canalisation dont la valeur L/D est importante.

Par contre, les modèles de non équilibre correspondent, toujours selon le même auteur, à un écoulement liquide-vapeur à faible qualité en sortie (inférieure à $5 \cdot 10^{-2}$), c'est-à-dire au cas où la longueur de la conduite est faible (tube court ou orifice), ou à celui où le fluide est sous refroidi en amont. C'est la dernière configuration qui nous intéresse et qui sera davantage développée.

Mais certains auteurs, comme Leung (1990), ont utilisé des modèles à l'équilibre pour traduire des écoulements sous refroidis. La classification n'est donc pas systématique.

I.3.1 ECOULEMENT CRITIQUE - APPROCHE MATHEMATIQUE

Dans le cas d'un écoulement stationnaire, Bouré et al (1976) ont proposé d'écrire le système des équations de bilan sous forme matricielle.

$$A \frac{\partial W}{\partial z} = B$$

avec: A: matrice principale du système d'équations

W : vecteur ayant comme composantes α , P, u_l , u_g , h_l , h_g

B : vecteur ayant pour composante le second membre des équations (frottements...).

La résolution de ce système peut être faite par une méthode numérique qui permet de déterminer les conditions critiques du système. A partir des conditions d'entrée $W = W_0$ en abscisse $z = z_0$, on peut effectuer le calcul pas à pas en évaluant les gradients des variables caractéristiques dans le sens de l'écoulement:

$$\frac{dW_j}{dz} = \frac{N_j}{\det A}$$

où N_j est le déterminant de la matrice obtenue en remplaçant la $j^{\text{ème}}$ colonne de la matrice A par le vecteur B. Le calcul peut continuer jusqu'à une section où le déterminant de la matrice A,

noté $\det(A)$, soit s'annule (cas d'un écoulement critique), soit change de signe. Alors deux possibilités existent:

- le problème n'a pas de solution si $N_j \neq 0$. Le gradient devient infini, ce qui n'est pas possible physiquement.

- le problème est indéterminé si tous les mineurs N_j sont nuls à la même abscisse que $\det(A) = 0$. C'est le cas d'un écoulement critique, et la condition $N_j = 0$ est appelée condition de compatibilité. Donc pour qu'un écoulement soit critique, les deux conditions doivent être satisfaites en même temps:

$$\det(A) = 0$$

$$N_j = 0$$

Sachant maintenant comment calculer les conditions critiques, nous allons nous intéresser aux modèles les plus simples qui sont ceux à l'équilibre thermodynamique.

I. 3. 2. MODELE HOMOGENE A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE (H.E.M.)

Parmi les modèles à l'équilibre thermodynamique, nous n'évoquerons que les modèles homogènes parce qu'ils présentent paradoxalement un certain intérêt dans l'étude des écoulements initialement sous refroidis. Par contre, nous n'évoquerons pas les modèles non homogènes (glissement, Drift Flux) dont le champ d'application est généralement limité aux écoulements de fluides initialement saturés.

Le modèle homogène à l'équilibre HEM (Homogeneous Equilibrium Model) est le modèle le plus simple pour traiter un écoulement diphasique. En effet, le mélange liquide-vapeur est considéré comme un pseudo-fluide (avec des propriétés moyennes) qui obéit aux mêmes équations qu'un fluide monophasique.

Les hypothèses de base sont :

- 1) l'écoulement est stationnaire et unidimensionnel
- 2) les deux phases ont la même vitesse $u_G = u_L = u$
- 3) les deux phases sont à la même température qui est la température à saturation (autrement dit, la pression est la pression de vapeur saturante).

Nous ajouterons, car c'est le seul cas qui nous intéresse, que la conduite possède une section constante.

Le système s'écrit alors selon les trois équations fondamentales de conservation :

Masse : $\frac{d}{dz} \left(\frac{u}{\vartheta} \right) = 0$

Quantité de mouvement : $\frac{d}{dz} \left(\frac{u^2}{\vartheta} \right) + \frac{dP}{dz} = -\tau$

Energie : $\frac{u}{\vartheta} \frac{d}{dz} \left(h + \frac{u^2}{2} \right) = -q$

avec: $\vartheta = (1 - x) \vartheta_L + x \vartheta_G = \vartheta_L + x \vartheta_{LG}$

$$h = h_L + x h_{LG}$$

$$s = s_L + x s_{LG}$$

où * x est le titre c'est-à-dire la fraction massique du gaz

* les volumes spécifiques, enthalpies et entropies du liquide et du gaz sont calculés à saturation.

A ce stade, il est encore possible d'introduire des hypothèses concernant la nature de la détente pour résoudre le système d'équations.

On distingue le cas de la détente isentropique (I.H.E.) et le cas de la détente adiabatique (avec frottements à la paroi). Deux auteurs Leung (1986) et Collins (1978) ont étendu le cas du modèle I.H.E. au cas d'un fluide initialement sous saturé.

I.3.2.1. Détente isentropique: modèle I.H.E.

La détente peut être considérée comme isentropique si les frottements et les échanges de chaleur sont négligeables. Cette hypothèse supplémentaire se traduit par la nullité de tous les membres de droite des équations de bilan.

Le débit s'exprime alors sous la forme d'un rapport entre la vitesse et le volume spécifique :

$$G = \frac{u}{\vartheta}$$

L'équation de conservation de l'énergie permet d'accéder à la vitesse u :

$$u = \left(2 \left(h_0 + \frac{u_0^2}{2} \right) (h_1 + x h_{lg}) \right)^{1/2}$$

où l'indice 0 se réfère aux conditions initiales dans le réservoir

Cette expression fait apparaître la fonction d'état enthalpie définie comme ci-dessus et la qualité. Par l'équation de conservation de l'entropie, on détermine la valeur de la qualité en fonction de la température (ou de la pression) :

$$x = x_0 + \frac{s_1 - s_{10}}{s_{1g}}$$

L'expression du débit est alors une équation fonction de la température ou de la pression. Le calcul du débit critique équivaut à chercher le maximum de cette expression. Avec ces hypothèses, il apparaît que le débit est indépendant de la longueur de la conduite et ne fait pas intervenir de relations empiriques.

I.3.2.2. Analyse de Collins

Pour le calcul du débit critique, Collins (1978) ajoute qu'il ne peut être déterminé par le maximum de flux massique que dans le cas où le fluide à l'entrée de la conduite est dans un état saturé liquide ou diphasique.

Il a tenté de déterminer les lieux où l'écoulement est critique suivant sa nature à l'entrée de la conduite. Pour cela, il a distingué trois cas (cf. figure ci-dessous):

- Cas I: le réservoir est saturé ou diphasique: on se retrouve dans le cas où l'on peut utiliser la relation énoncée ci-dessus dans le cas d'un écoulement à l'équilibre thermodynamique.

- Cas II: le réservoir est faiblement sous refroidi: la vitesse est inférieure à celle du son, et atteint la saturation avec une vitesse non suffisante pour être critique. Elle deviendra critique à une température inférieure à celle de saturation à entropie constante, et G sera alors maximum.

- Cas III: l'écoulement est sous refroidi: la vitesse est grande, et la célérité du son c est très importante dans un liquide, ce qui conduit à $u < c$. Quand l'écoulement arrive à la saturation, la célérité du son diminue fortement, donc la vitesse devient supérieure à c , et on a à ce moment, un débit critique.

- Cas IV: le fluide est fortement sous refroidi, et n'atteint pas d'état critique à cause des retours de pression.

Si l'écoulement est faiblement sous refroidi, c'est-à-dire si $\eta_{\text{sat}} = \frac{P_v(T_o)}{P_o} \geq \frac{2w-1}{2w}$, le débit se met sous la forme:

$$G = \eta_c \left(\frac{P_o}{w \eta_{\text{sat}} \vartheta_{10}} \right)^{0,5} \quad \text{avec: } \eta_c = \eta_{\text{sat}} \left(\frac{2w}{2w-1} \right) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\eta_{\text{sat}}} \left(\frac{2w-1}{2w} \right)} \right)$$

S'il est fortement sous refroidi, le débit devient:

$$G = [2 \rho_{10} (P_o - P_v(T_o))]^{0,5} \quad \text{avec: } \eta_c = \eta_{\text{sat}} = \frac{P_v(T_o)}{P_o}$$

Ce modèle est très employé par les ingénieurs, car il est simple, il ne dépend que des conditions initiales. Il a le mérite de distinguer deux zones d'écoulement, une à faible écart et une autre à fort écart où le fluide est considéré comme un "liquide".

I.3.2.4. Détente adiabatique (avec frottements à la paroi)

La détente peut être adiabatique, les échanges de chaleur sont négligés mais les frottements sont pris en compte.

La particularité de cette méthode par rapport à ce qui vient d'être exposé réside en la nécessité d'exprimer le tenseur des contraintes τ , qui intervient dans l'équation de bilan de quantité de mouvement. Nous avons retenu les synthèses de Giot (1974), et de Chisholm (1983), qui citent les corrélations du frottement homogène, de Lombardo et Pedrocchi, de Lockart- Martinelli modifié par Richardson et de Chisholm.

Dans le cas du frottement homogène, le tenseur des contraintes s'exprime de la même manière qu'en écoulement monophasique, sauf que l'on considère le volume spécifique comme une grandeur moyenne :

$$\tau = \frac{\lambda G^2 \vartheta_m}{2D}$$

avec : $\lambda = f(\text{Re})$

$$\text{Re} = \frac{GD}{\mu_l}$$

Lombardo et Pedrocchi proposent pour des tubes circulaires et pour de l'eau la corrélation suivante:

$$\tau = \frac{0,83 G^{1,4} \sigma^{0,4}}{\rho_m^{0,86} D^{1,2}}$$

Lockart et Martinelli à partir d'expériences ont proposé une série de grandeurs adimensionnelles:

$$\phi_1 = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_{1g}}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_1}$$

$$\text{sachant que : } \left(\frac{dP}{dz}\right)_L = \lambda_{s,1} \frac{1}{D} \frac{\rho_1 (1 - \alpha) u_1}{2} = \lambda_{s,1} \frac{1}{D} \frac{G_1^2}{2 \rho_1}$$

Richardson propose une relation pour la grandeur adimensionnelle suivante:

$$\phi_1^2 = (1 - \alpha)^{2 \dots - 1,75}$$

Chisholm (1983) modifie les relations empiriques de Baroczy et propose:

$$\phi_{10}^2 = 1 + (\Gamma^2 - 1) \{ B [x(x - 1)]^{1,75/2} + x^{1,75} \}$$

$$\text{sachant que : } \phi_{10} = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_{1g}}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_{10}}$$

$$\text{avec : } \left(\frac{dP}{dz}\right)_{10} = \lambda_{10} \frac{1}{D} \frac{\vartheta_1 G^2}{2}$$

$$\Gamma^2 = \left(\frac{\rho_1}{\rho_g}\right) \left(\frac{\mu_g}{\mu_1}\right)^{0,25}$$

$$B = \frac{21 \Gamma - 2^{1,75} + 2}{\Gamma^2 - 1}$$

Nous avons maintenant établi la base des modèles à l'équilibre, toujours actuellement très utilisés, car simples. Or, certains suggèrent que des modèles avec écart à l'équilibre sauraient mieux retranscrire nos expériences. Nous allons citer les plus simples et ceux qui nous semblent promis à un bel avenir.

I.3.3. MODELES AVEC ECART A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

Ces modèles considèrent que l'écart de vitesse entre les phases est négligeable par rapport aux phénomènes de déséquilibre thermodynamique ($T_l \neq T_g$).

Dans le cas où le fluide est sous refroidi à l'entrée, Lackmé (1980) en s'inspirant d'un écoulement liquide de Bernoulli propose un modèle simple.

Certains auteurs, pour prendre en compte les effets de non équilibre ont adopté une relation entre la qualité hors équilibre et celle à l'équilibre, ou d'autres ont utilisé une équation de relaxation et enfin d'autres encore ont introduit un modèle à trois phases (liquide métastable, liquide saturé et gaz saturé) et créé un coefficient de vaporisation y . La prise en compte du phénomène hors équilibre est issu des travaux de la vaporisation, comprenant la nucléation et le taux de génération de vapeur. Nous en dirons quelques mots.

I.3.3.1. Modèle "issu de Bernoulli" (approximation de Lackmé).

Le modèle le plus simple dans le cas d'un écoulement initialement sous refroidi est l'approximation de Lackmé. Elle consiste à dire que la longueur où l'écoulement est diphasique est très petite et donc négligeable et à appliquer la relation de Bernoulli entre la pression d'entrée dans la conduite P_o et la pression où débute la nucléation P_i .

$$G = \left[\frac{2 (p_i - p_o)}{\left(1 + \xi + \lambda \frac{L}{D}\right) v_i} \right]^{1/2}$$

avec : L : en première approximation la longueur de la conduite

ξ : coefficient de perte de charge singulière de la conduite

λ : coefficient de perte de charge régulière (relation de Colebrook)

Lors d'une dépressurisation rapide d'eau sous refroidie, les expériences ont montré que le liquide ne se vaporise pas tout de suite quand il atteint la pression de saturation correspondant à la température initiale. Il apparaît alors un liquide métastable. Il définit alors la pression P_i à laquelle la nucléation se produit par:

$$P_i = k_1 P_{sat}(T_o) \quad \text{avec } k_1 = 0,95 \dots 0,97$$

Cette constante k_1 a été trouvée par l'expérience et est valable pour l'eau. L'écart de pression ($P_i - P_{sat}$) est influencé par la présence d'impuretés, de gaz dissous dans le liquide et de micro cavités sur la paroi. A faible sous refroidissement, il est essentiel de considérer P_i au lieu de P_{sat} .

Ce modèle très simple, donne souvent une bonne approximation du flux massique, surtout quand l'écart à la saturation (le sous refroidissement) est important et donc la longueur diphasique très faible.

I.3.3.2. Modèle de Henry- Fauske (1971) et modèle gelé HFM.

Henry et Fauske (1971) initialement s'intéressant au cas d'un tube court, proposent de considérer qu'il n'y a aucun transfert de masse entre les phases ($x = x_0$), sauf à la section critique où le gradient du titre devient une fraction de ce qu'il serait à l'équilibre:

$$\left(\frac{dx}{dz}\right)_{\text{réel}} = N \left(\frac{dx}{dz}\right)_{\text{équilibre}}$$

Si l'on fait $N=0$, on obtient le modèle gelé (Homogeneous Frozen Model).

Le modèle gelé est assimilable à un modèle à deux constituants (liquide et gaz). On obtient une valeur de G critique:

$$G = \frac{u}{\vartheta}$$

avec: $\vartheta = x_0 \vartheta_{go} \eta^{-1/\gamma} + (1 - x_0) \vartheta_{lo}$

$$u = \left\{ 2 x_0 \vartheta_{go} P_0 \frac{\gamma}{\gamma - 1} 1 - \eta^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right\}^{1/2}$$

$$\eta = \frac{P}{P_0}$$

γ : coefficient de détente isentropique de la vapeur.

Le modèle de Henry et Fauske (1971) propose différentes relations suivant l'état initial du fluide et la géométrie de la conduite.

Pour les écoulements critiques en sous refroidi le débit s'écrit sous la forme:

$$G_c^2 = \left[(\vartheta_{ge} - \vartheta_{lo}) \frac{N}{s_{ge} - s_{le}} \frac{ds_{le}}{dp} \right]_c^{-1}$$

avec: $x_e = \frac{S_0 - S_{le}}{S_{gle}}$

$$N = x_e / 0,14 \quad \text{pour } x_e < 0,14$$

$$N = 1 \quad \text{pour } x_e > 0,14$$

Le bilan de quantité de mouvement permet d'écrire:

$$\frac{P_c}{P_0} = 1 - \frac{\vartheta_{lo} G^2}{2 P_0}$$

I.3.3.3. Modèle à relaxation

Le modèle le plus simple de cette famille est celui de Morris (1983) créé pour des tuyères, et basé sur des résultats expérimentaux. Il propose un modèle de non équilibre basé sur la même équation phénoménologique de relaxation, qui est utilisée dans la théorie des cinétiques de réaction chimique et les dynamiques de gaz. Il obtient pour la qualité la relation suivante :

$$x_c = x_e + (x_o - x_e) e^{-\Omega}$$

avec : $\Omega = \frac{t_r}{\theta}$ t_r étant le temps de séjour d'un élément fluide dans le diffuseur et θ le temps de relaxation

θ le temps de relaxation

sachant que: $t_r = \frac{4}{\pi d^2 \dot{m}_c u} \int_0^L A(z) dz$ dépend de la géométrie des tuyères

et que θ est fonction de x_o :

$$x_o < 0 \quad \theta = 0,03 - 28 x_o - 8188 x_o^2 - 781251 x_o^3$$

$$0 \leq x_o \leq 0,005 \quad \theta = 0,03 - 9,6 x_o - 905 x_o^2$$

$$0,005 < x_o < 0,1 \quad \theta = -0,00348 \log_{10} x_o - 0,00338$$

$$x_o \geq 0,1 \quad \theta = 0,0001$$

$$\text{avec: } \dot{m}_c = \left\{ x \vartheta_{go} / P_o \eta^2 + ((\vartheta_{lo} - \vartheta_{go}) / \eta) (1 - e^{-2}) \frac{dx_e}{dP} \right\}^{-1}$$

Pour utiliser ce modèle, il faut tout d'abord choisir la géométrie qui se rapproche le mieux du modèle réel parmi les possibilités offertes. On trouve le temps de séjour t_r , connaissant la géométrie, le débit, le rapport des pressions η , et la qualité x_c . θ est obtenu par les équations ci-dessus connaissant la qualité initiale. On résout itérativement et on obtient x_c , η et le débit.

Le modèle homogène à relaxation (H.R.M.) discuté par Bilicki et Kestin (1990) est composé des trois équations de conservation globale (masse, quantité de mouvement et énergie) et d'une équation de relaxation sur le titre.

$$\frac{dG}{dz} = 0$$

$$G^2 \frac{d\vartheta}{dz} + \frac{dP}{dz} = -\tau$$

$$\frac{dh}{dz} + G^2 \vartheta \frac{d\vartheta}{dz} = 0$$

$$\frac{dx}{dt} = - \frac{x - x_e}{\theta}$$

avec : θ : temps de relaxation

Il faut alors définir le volume spécifique et l'enthalpie du mélange, sachant que la vapeur est saturée ($T_g = T_{sat}$) et le liquide métastable :

$$\vartheta = x \vartheta_{sg}(P) + (1 - x) \vartheta_{ML}(P, h_{ML})$$

$$h = x h_{sg}(P) + (1 - x) h_{ML}$$

Les travaux de Downar Zapolski cité par Bolle et al (1995), à partir des données expérimentales et d'une analyse dimensionnelle, donnent une expression du temps de relaxation :

$$\theta = \theta_0 \alpha^{-0,257} \psi^{-2,24}$$

avec : $\theta_0 = 6,51 \cdot 10^{-4}$ en s

$$\psi = \frac{P_{sat} - P}{P_{sat}}$$

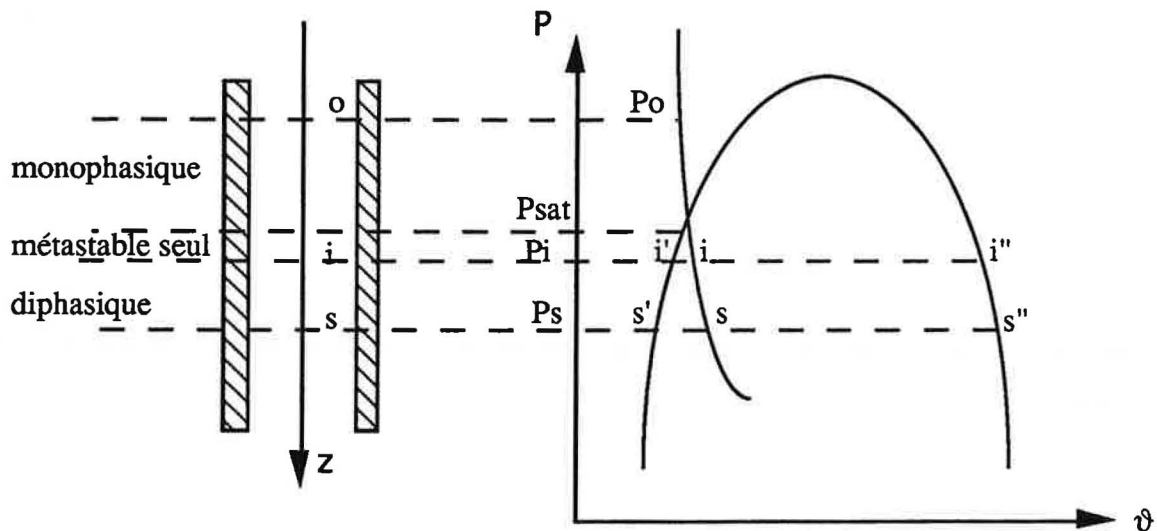
Bilicki et al (1996) proposent d'autres moyens d'obtenir une expression du temps de relaxation.

I.3.3.4. Modèle à trois phases

Dans les modèles à trois phases, on distingue le modèle de Lackmé qui est à la base de ce type de modèles et D.E.M. (Delay Equilibrium Model), plus élaboré.

Lackmé (1978, 1979, 1980) introduit une troisième "phase" appelée et constituée par du liquide métastable qui est un liquide sursaturé ($T > T_{sat}$) qui traduit un déséquilibre thermique.

La figure suivante illustre l'hypothèse utilisée pour l'évolution thermodynamique de l'eau sous refroidie au cours de la dépressurisation dans une conduite. Dans le domaine monophasique, la pression de l'eau P décroît le long de la courbe isotherme jusqu'à la pression de saturation P_{sat} (T_e). Quand l'isotherme franchit la courbe de saturation, l'eau devient un liquide métastable. Quand P atteint une pression P_i , l'eau commence à se vaporiser. Dans le domaine diphasique, l'écoulement se décompose en trois constituants : un liquide métastable, un liquide et une vapeur saturés. La phase métastable évolue le long de l'isotherme prolongée iS , les phases liquide et vapeur saturées descendent le long des courbes de saturation $i's'$ et $i''s''$.



On suppose que la température de la phase métastable T_{IM} est constante et égale à T_o .

On introduit un indice de vaporisation y qui représente la fraction massique du fluide en équilibre thermodynamique. La répartition des trois phases est illustrée par le tableau :

	Liquide métastable	Liquide saturé	Vapeur saturée
indice	L_m	l	g
Pression	$P_{IM} = P_{sat}$	$P_l = P_{sat}$	$P_g = P_{sat}$
Température	$T_{IM} = T_o$	$T_l = T_{sat}$	$T_g = T_{sat}$
Fraction massique	$1 - y$	$y(1 - x)$	$y x$

Remarque: le titre de vapeur x dans le modèle de Lackmé est un titre partiel par rapport aux phases saturées. Le titre réel est $X = x y$.

Les équations d'état peuvent alors s'exprimer sous la forme :

$$h = (1 - y) h_{IM} + x y h_l + (1 - x) y h_g$$

$$\vartheta = (1 - y) \vartheta_{IM} + x y \vartheta_l + (1 - x) y \vartheta_g$$

Lackmé prend en compte, dans son modèle, les trois équations de conservation du mélange (masse, quantité de mouvement et énergie) entre la section où s'amorce l'écoulement et la section critique.

On a donc un système de trois équations à quatre variables (p , ϑ , G et y). Il veut trouver les conditions critiques des variables (G_c , y_c , ϑ_c et P_c). Pour cela, il considère un faible changement physique autour de ces valeurs au point critique et différencie les équations. Il impose que la vitesse soit sonique à la section critique et que la vaporisation du liquide ou la

transformation du liquide métastable en mélange saturé soit maximisée par $dy = 0$ (blocage de la vaporisation à la section critique contesté par certains).

Lackmé (1978) considère que l'autovaporisation est bloquée à un indice limite quand la vitesse d'expulsion des phases produites égale la vitesse locale du son et est donnée par la relation:

$$y_c = \frac{\vartheta_c - \vartheta_o}{\vartheta_o}$$

Cette équation a été vérifiée par Lackmé grâce à des résultats expérimentaux sur le taux de vide. Ce modèle possède en plus les trois équations de conservations modifiées qui sont:

$$\vartheta_c = f_1(P_c) + y_c f_2(P_c)$$

$$\vartheta_c - \vartheta_o = \frac{1}{G_c^2} (P_o - P_c)$$

$$f_1'(P_c) + y_c f_2'(P_c) = \frac{-1}{G_c^2}$$

$$\text{avec : } f_1(P_c) = \frac{(h_g - h_l) + 1/2 (P_c - P_o)(\vartheta_g - \vartheta_l)}{(h_g - h_l) - 1/2 (P_c - P_o)(\vartheta_g - \vartheta_l)}$$

$$f_2(P_c) = \frac{(\vartheta_l - \vartheta_o)(h_g - h_l) + (h_o - h_l)(\vartheta_g - \vartheta_l)}{(h_g - h_l) - 1/2 (P_c - P_o)(\vartheta_g - \vartheta_l)}$$

De plus, Lackmé propose la relation suivante pour la pression à laquelle débute la nucléation:

$$P_o = k_1 P_{sat} \text{ avec } k_1 = 0,95 \dots 0,97$$

Le modèle D.E.M. est un modèle de retard à l'équilibre développé à l'Université Catholique de Louvain. Féburie et al (1993) utilisent pour leur modèle, une équation de mélange de masse, de quantité de mouvement, d'entropie, d'état pour ϑ_m et une loi de fermeture pour exprimer dy/dz .

Les variables du système sont: p , u ou G , ϑ_m , S_m et y . La loi de fermeture est donnée par la loi de Hardy et Mali (1982) adimensionnée sous la forme:

$$\frac{dy}{dz} = K (1 - y) \left[\frac{P_{sat}(T_o) - P}{P_o - P_{sat}(T_o)} \right]^{1/4} \quad (\text{D.E.M.-1})$$

Cette corrélation exprime que la croissance de l'indice de vaporisation est liée à la fraction massique du liquide métastable restant et à l'écart entre la pression de saturation correspondant à la température du liquide métastable et la pression du mélange diphasique. Une fonction linéaire de $(1 - y)$ a été choisie. L'exposant du rapport des pressions est égal à $1/4$ d'après les expériences sur la boucle DALIDA à l'UCL et sur la boucle MOBYDICK au CENG. La

constante K dépend principalement des caractéristiques de la naissance et du développement de la vaporisation. Dans le cas de la détente d'un liquide sous refroidi, la vaporisation du liquide commence aux aspérités de la paroi. On peut penser que la constante K est fonction de l'état de surface et de la géométrie du conduit (notamment du rapport entre le périmètre mouillé et la surface totale). Féburie et al (1993) proposent donc $K = 0,02 P_m/A$ avec P_m étant le périmètre mouillé et A la section. Ils remarquent que cette loi peut être identifiée à une équation de relaxation du type:

$$\frac{dX}{dz} = \frac{X - \bar{X}}{w\theta}$$

Depuis, Seynhaeve (1996) a amélioré cette loi de fermeture:

$$\frac{dy}{dz} = K (1 - y)^2 \left(\frac{u_{lo}}{u} \right)^{0,1} \left[\frac{P_s(T_e) - P}{P_o - P_s(T_e)} \right]^{1/4} \quad (D.E.M.-2)$$

avec: K constante donnée pour une géométrie $K = K_2 (P_m / A)$ avec $K_2 = 0,01$.

La condition d'écoulement critique de ce système conduit à l'annulation du déterminant de la matrice principale:

$$\begin{bmatrix} 0 & 1 & -\frac{u}{\vartheta_m} & 0 & 0 \\ 1 & \frac{u}{\vartheta_m} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial \vartheta_m}{\partial p} & 0 & -1 & \frac{\partial \vartheta_m}{\partial S_m} & \frac{\partial \vartheta_m}{\partial y} \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -\frac{\Delta is}{M} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{dp}{dz} \\ \frac{du}{dz} \\ \frac{d\vartheta_m}{dz} \\ \frac{dS_m}{dz} \\ \frac{dy}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{u}{A} \frac{dA}{dz} \\ -\frac{P_w}{A} \tau_w \\ 0 \\ \frac{\Delta es}{M} \\ f(p, y, T) \end{bmatrix}$$

Pour résoudre le problème, on détermine le débit en disant que l'écoulement est monophasique à travers toute la conduite de longueur L_c et en considérant que la pression de sortie est P_o telle que : $P_i = 0,97 P_{sat}(T_o)$

On utilise ensuite le système d'écoulement à trois phases avec la méthode de Runge -Kutta en utilisant la valeur du débit calculée ci dessus, $X=0$, $y=0$, $P=P_i$ et $S_m=f(P_i, T_o)$. On réalise une itération soit jusqu'aux conditions critiques (déterminant nul), soit jusqu'à la pression de sortie. Cette seconde étape permet de calculer la longueur de la zone à trois phases L_{tp} .

On recalcule le débit en monophasique avec une longueur $L_c - L_{tp}$ et ainsi de suite. Cette itération est répétée jusqu'à ce que les paramètres convergent (débit, longueur de la simple phase et celle de la triple phase, la qualité X à la sortie et la fraction y à la sortie).

I.3.3.5. La vaporisation

L'évolution du titre tout au long de l'écoulement nécessite un transfert de matière de la phase liquide vers la phase vapeur. Ce transfert passe par deux étapes : la nucléation qui exprime l'apparition de la vapeur, et le grossissement des bulles créées (taux de génération de vapeur).

*** Nucléation**

Il existe deux types de nucléation : nucléation dite homogène (c'est-à-dire au sein même du liquide) et hétérogène (à partir des interfaces: paroi, particules solides...).

Le modèle homogène suppose que la nucléation repose sur la formation spontanée d'agrégats dont l'évolution est guidée par la probabilité de capture ou de perte d'une molécule. Cette nucléation a lieu seulement pour des écarts à l'équilibre très importants.

La nucléation hétérogène, quant à elle, se produit à une interface. Il existe plusieurs types de nucléation hétérogène:

- nucléation sur des particules solides ou des noyaux de gaz dissous au sein du liquide
- nucléation à l'interface liquide-liquide (cas de deux liquides non miscibles)
- nucléation sur des microcavités à la surface des parois.

Selon Yan (1991), dans le cas d'un faible degré de surchauffe (cas de la détente statique d'un liquide à faible vitesse ou de l'autovaporisation), seule la nucléation sur des microcavités semble se produire, car c'est le mécanisme le plus efficace. Des expériences avec de l'eau initialement sous refroidie confirment ce fait (ex: Miller (1985), Kaouane (1987), Magalhaes (1985)).

Le paramètre quantifiant la nucléation est le taux de nucléation J , c'est-à-dire, le nombre de bulles formées par unité de temps et de volume. Pour le calculer, il est nécessaire de connaître deux des trois grandeurs suivantes: le rayon de départ (R_d) (contrôlé par les effets hydrodynamiques), la fréquence de départ F_d (fortement dépendante des effets thermiques) ou la densité de site de nucléation (N_{ss}). Quelques unes de ces relations sont citées en annexe.

Les corrélations du rayon de départ, de la fréquence de départ ou de la densité de sites de nucléation sont issues de l'expérience et ont donc un domaine de validité très restreint, qui n'est pas forcément compatible avec nos expériences.

Yan (1991) a tenté d'analyser le mécanisme de la nucléation. Il constate que cette dernière est fonction de grandeurs macroscopiques (géométrie de la cavité, lignes de contact entre les trois interfaces) et des propriétés thermodynamiques des deux phases. De plus, ces expériences ont été effectuées en statique. Il semble donc difficile de construire un modèle de nucléation.

Enfin, on peut s'interroger sur l'étendue de la zone de nucléation ou sur son influence sur l'écoulement. Selon Jones (1992), elle est limitée en longueur, car, pour nucléer, le fluide prend de la chaleur à son milieu environnant, et donc refroidit la couche limite du liquide adjacent à la paroi.

En fait, dans pratiquement tous les modèles de détente précédents (sauf le sien qui n'est adapté que pour les tuyères), la zone de nucléation est traitée comme un point unique de début de flash. Ceci est justifié car la zone de sursaturation dans la plupart des cas est étroite. Cependant dans cette zone, la fraction de vide, qui se développe depuis les noyaux, forme la base pour un transfert de masse interfacial et un grossissement important en aval.

En conclusion, le taux de nucléation qui permet le calcul du taux de vide est déterminé à partir de corrélations expérimentales. On considère que la zone de **nucléation est étroite** et permet d'initialiser la valeur du taux de vide.

Il se pourrait qu'elle puisse même être négligée, sauf peut être dans le cas d'un fort écart à la saturation ou d'une conduite courte. En effet, dans ces deux situations, les bulles n'auraient pas le temps de grossir suffisamment. Le taux de génération de vapeur serait peut être alors négligeable, par rapport à la nucléation qui servirait à déterminer les conditions de criticité.

*** Taux de vaporisation ou de génération de vapeur**

Le taux de génération de vapeur ou de vaporisation apparaît dans l'équation de conservation de la masse ou de l'énergie d'une phase. Il traduit la quantité de vapeur produite par grossissement des bulles issues de la nucléation. Dans les modèles hors équilibre, ce taux est souvent présent. Il traduit la cinétique de la vaporisation, donc de retour à l'équilibre.

Il existe différentes manières pour obtenir ce taux de vaporisation. Certains auteurs l'ont déterminé :

- à partir de l'analyse physique des phénomènes qui gouvernent le grossissement d'une bulle (ex: Plesset et Zwick (1954))

- en fonction de l'aire interfaciale et du flux de chaleur d'évaporation

Jones (1992) indique que ce dernier peut s'écrire, pour des écoulements prénucléés :

$$\Gamma_g = \frac{A_i q_{i,net}''}{H_{lg}}$$

avec : $q_{i,net}''$: flux de chaleur du à l'évaporation

A_i : aire interfaciale

- par un modèle de relaxation du premier ordre (ex : HRM)

$$\frac{\Gamma_g}{\rho} = - \frac{x - x_e}{\theta} = \frac{Dx}{Dt}$$

avec θ : temps de relaxation.

Il faut néanmoins citer dans cette partie une autre approche, celle de Lackmé (1980) reprise par Féburie et al (1993) où on a introduit un paramètre y qui est l'indice de vaporisation, et qui fait office du taux de vaporisation d'une manière implicite.

Nous avons vu différentes approches nous permettant d'obtenir le taux de génération de vapeur. Dans les modèles (voir ci dessus H.R.M., D.E.M. ...), on ne considère souvent que la partie taux de génération de vapeur pour le phénomène de vaporisation.

En conclusion, les modèles d'écart à l'équilibre utilisent une expression qui ne traduit que le taux de génération de vapeur et ne tient pas compte de la nucléation.

I.4 CONCLUSION

Les résultats d'expériences publiés dans la littérature montrent que les écoulements diphasiques critiques sont très sensibles à l'état thermodynamique initial du fluide.

Pour des écoulements initialement saturés, ils indiquent que l'écoulement est relativement peu sensible à la géométrie (L, D) à condition que la longueur soit supérieure à 10 cm et le rapport L/D pas trop élevé. C'est sur ces bases que nous avons choisi les dimensions de notre conduite d'essai (cf. chapitre II).

La littérature montre encore que pratiquement toutes les **expériences publiées**, aussi bien à partir d'un fluide saturé que d'un fluide sous saturé, **ont été réalisées avec de l'eau**. Les quelques résultats concernant R11, R12 et SO_2 demandent à être confirmés. Ce sera l'objet de notre propre travail expérimental.

Pour traiter des écoulements initialement sous refroidis, deux familles de modèles ont été proposées, des extensions du modèle homogène à l'équilibre d'une part, et des modèles qui prennent en compte la cinétique de vaporisation d'autre part (modèle hors équilibre).

Les premiers sont assurément les plus simples, mais il est paradoxal de les utiliser pour des écoulements qui nous intéressent (cf. chapitre IV).

Parmi les seconds, on trouve des approches de cette cinétique allant du plus simple (approximation de Lackmé) au plus sophistiqué (modèles de nucléation et de génération de vapeur). Ces modèles sophistiqués introduisent des paramètres non mesurables (nombre de sites de nucléation par exemple) qui les rendent difficilement utilisables.

Chaque auteur de modèle vérifie la validité de sa proposition sur une géométrie donnée (tuyaux courts pour Henry-Fauske, soupapes pour H.R.M., fissures pour D.E.M.) et l'on peut toujours se demander si le même modèle est applicable à une autre géométrie.

Nous avons fait le choix de tester la validité de ces différents modèles avec une géométrie très classique (conduite cylindrique longue), et surtout de les confronter pour cette géométrie avec deux fluides très différents l'un de l'autre. C'est l'objet du travail qui est présenté dans les chapitres suivants..

INSTALLATION **EXPERIMENTALE**

L'analyse bibliographique a montré l'importance de réaliser des essais avec des fluides initialement sous saturés et de nature différente.

Pour répondre à cela, nous avons élaboré une installation expérimentale nous permettant d'utiliser des fluides inflammables ou légèrement toxiques.

Afin de pouvoir correctement la dimensionner, il nous faut définir la géométrie de nos canalisations, les fluides utilisés, la méthode pour réaliser l'écart à la saturation, mais aussi la plage d'écart à la saturation retenue.

Une fois ces conditions d'essai élaborées, nous décrirons l'installation expérimentale. Elle comporte un réservoir d'essai dont le but est de mettre le fluide dans l'état thermodynamique désiré, une conduite et un réservoir de récupération. Ce montage doit nous permettre de :

- réaliser des essais en sous saturé
- avoir des conditions stables à l'entrée de la conduite, en température et pression
- pouvoir recycler les produits autres que l'eau.

Nous nous intéresserons également aux grandeurs que nous avons besoin de mesurer pour analyser nos expériences.

Enfin, nous déterminerons la précision des mesures de notre installation.

II.1. CHOIX DES CONDITIONS EXPERIMENTALES

Pour pouvoir dimensionner notre installation expérimentale, il nous faut tout d'abord définir la géométrie de notre conduite, le choix des fluides et le principe de création de l'écart à la saturation.

II.1.1. GEOMETRIE DE LA CONDUITE D'ESSAI

Le choix de notre géométrie doit nous permettre de comparer nos résultats expérimentaux avec ceux de la littérature et avec les modèles. Pour cela, nous avons effectué une synthèse des essais publiés dans la littérature pour des fluides initialement sous saturés.

	Diamètres utilisés	Longueur de leurs conduites
Uchida et Nariai (1966)	4 mm	535 , 1000 et 2500 mm
Kevorkov et al (1977)	14 mm, 25 mm, 38 mm	100, 250 et 1200 mm
Sozzi et Sutherland (1975)	12,7 mm	$0 \leq L \leq 635$ mm
Ardron et Ackerman (1978)	26,3 mm	1160 mm
Nyren et Winter (1987)	40 mm	1695 mm
Viguier (1992)	8 mm	595 mm

Nous constatons que les diamètres utilisés sont très importants (> 12 mm) sauf pour deux auteurs, et conduisent à des débits volumiques élevés, donc à une installation de taille énorme. Nous avons donc choisi les deux diamètres restant c'est à dire 4 mm comme Uchida et Nariai (1966) et 8 mm comme Viguier (1992).

Nous remarquons également qu'il existe deux séries de longueur, une au alentour de 500-600 mm, et une autre à plus de 1 mètre. Vu les diamètres relativement faibles que nous avons, il vaut mieux rester en dessous du mètre, pour que les frottements ne soient pas trop importants. Nous avons pris 535 mm pour pouvoir comparer nos résultats à ceux de Uchida et Nariai (1966). Pour limiter les phénomènes irréversibles et se placer dans les conditions décrites par les modèles, nous choisissons une entrée arrondie.

La géométrie de nos tubes est de **4 et 8 mm de diamètre** intérieur, et de **535 mm de long**. Nous allons maintenant aborder le choix des fluides.

II.1.2. CHOIX DES FLUIDES

Pour pouvoir comparer nos résultats avec ceux de la bibliographie, il est important d'effectuer des essais avec de l'eau. Mais au chapitre I, nous avons montré la pauvreté des résultats concernant d'autres fluides, c'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser un autre produit.

Pour concevoir et dimensionner notre installation, nous avons retenu les fluides inflammables, et faiblement toxiques suivants:

- un G.P.L. (butane, propane ou propylène)
- un alcool (méthanol)
- un réfrigérant (R11 ou R113)
- le chloroforme.

La conception, la réalisation et la mise au point de ce montage de taille pilote ont nécessité un temps très important (près de 3 ans). De plus la manipulation de fluides inflammables nécessitait un déménagement sur un site approprié (GESIP à Vernon - Eure), introduisant un nouveau délai (démontage - remontage - mise au point). De ce fait, nous avons été contraint de limiter ce travail à l'étude d'un fluide ni toxique, ni inflammable de façon à pouvoir exécuter nos essais à l'Ecole des Mines de Saint Etienne.

Nous avons retenu le TricloroFluoroMéthane, ou R11, dont la formule chimique est CCl_3F . Sa température d'ébullition à pression atmosphérique est de 27°C , et sa pression de vapeur saturante à 20°C est de 0,883 bar absolu.

En conclusion, les fluides retenus pour nos manipulations sont l'eau et le R11. Cependant l'installation est conçue pour une liste de produits beaucoup plus importantes (G.P.L., Alcool, Réfrigérant,...). Il nous faut maintenant déterminer comment on va créer les écarts à la saturation.

II.1.3. ECART A LA SATURATION

Nous allons maintenant nous intéresser à la méthode de création de l'écart à la saturation. Dans la littérature, deux moyens sont évoqués :

- injection d'un gaz dans le ciel gazeux du réservoir en maintenant la température du liquide constante à l'entrée de la conduite (ex: Uchida et Nariai (1966) et Ardron et Ackerman (1978) avec de l'air).

- injection d'un liquide (identique à celui contenu dans le réservoir mais plus froid) à débit constant à l'entrée de la conduite par un système de "douche" (ex: Sozzi et Sutherland (1975) et Kevorkov et al (1977)).

Ce dernier moyen semble beaucoup plus difficile à mettre en oeuvre, car il faut pouvoir régler le débit à injecter de façon précise et variable. Comme notre installation doit pouvoir servir pour de nombreux fluides, la première solution semble plus simple en choisissant d'injecter un gaz neutre : l'azote.

Il nous faut alors définir la plage sur laquelle nous allons réaliser des écarts à la saturation. Nous avons choisi d'effectuer des écarts à la saturation jusqu'à 5 bar de sous refroidissement car un tel écart a déjà été observé expérimentalement par Nyren et Winter (1987) avec de l'ammoniac. De plus, si l'on observe la courbe de Uchida et Nariai (1966) pour de l'eau en sous saturé, on s'aperçoit qu'avec un écart à la saturation de 5 bar, soit une pression totale de 9 bar, le flux massique est proche de la courbe du liquide.

II.1.4. CONDITIONS EXPERIMENTALES RETENUES

Les géométries retenues pour nos conduites sont de :

- 4 mm de diamètre intérieur et de 0,535 m de long
- 8 mm de diamètre intérieur et de 0,535 m de long.

Les fluides utilisés dans ce travail sont l'eau et le R11, bien que l'installation ait été conçue pour d'autres produits, notamment des inflammables (Butane, Méthanol).

Pour créer nos écarts à la saturation dans le réservoir, nous avons choisi d'injecter un gaz neutre (azote) dans le ciel gazeux. La plage d'écart à la saturation choisie est de 5 bar.

Maintenant que nous connaissons les conditions expérimentales, nous pouvons décrire notre installation.

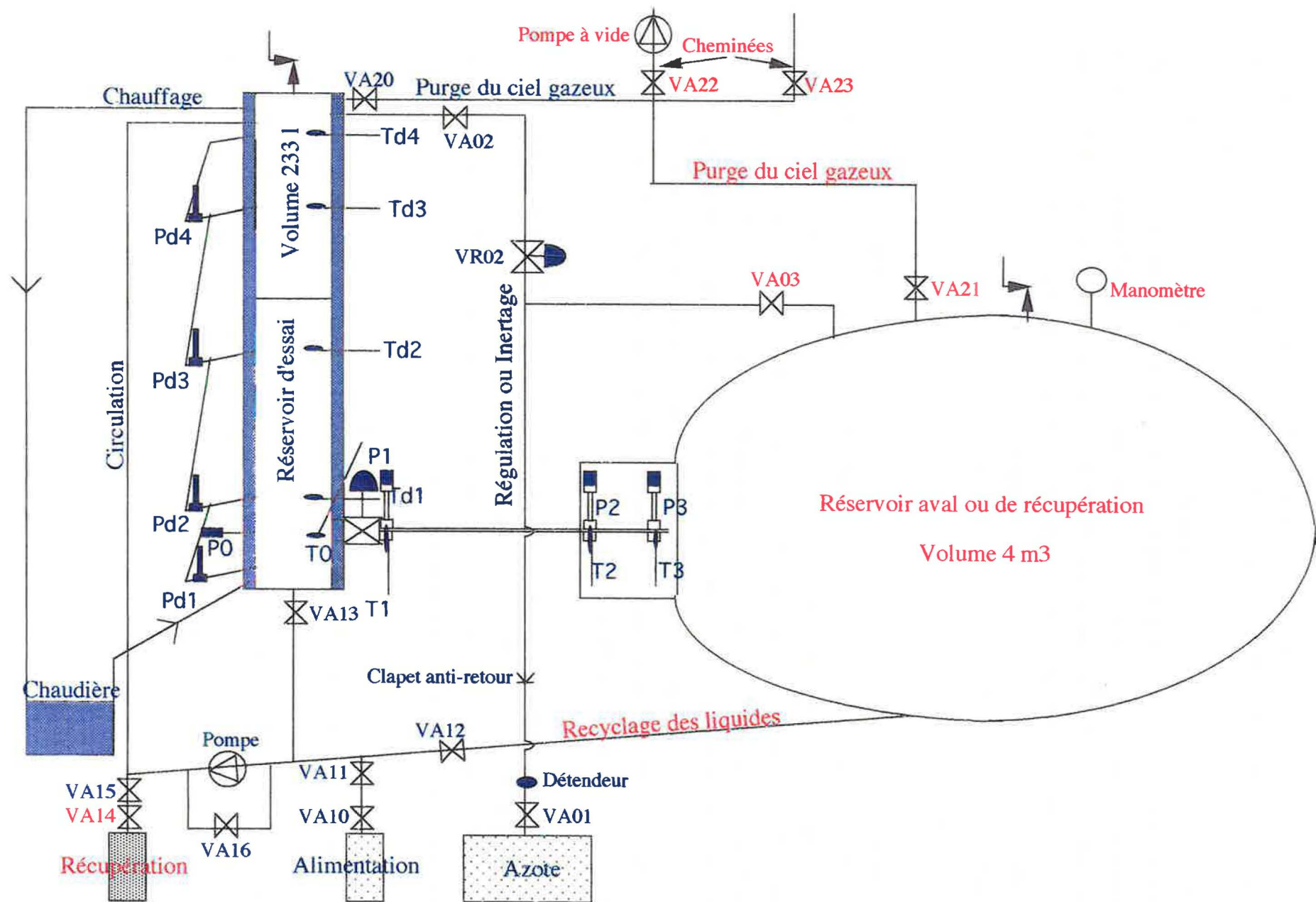
II.2. CONCEPTION ET DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

Nous allons tout d'abord faire une description de notre installation, ce qui nous amènera à la dimensionner. Puis nous définirons le mode opératoire de nos essais.

II.2.1. DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

Notre installation comporte deux réservoirs reliés entre eux par la conduite d'essai. Elle a été conçue pour manipuler des fluides inflammables ou légèrement toxiques. La réalisation de notre montage (voir figure II.2.1.) s'est déroulée en deux étapes.

Dans un premier temps, seul le réservoir d'essai, la conduite, et tous les organes dessinés en bleu, étaient présents. Cette configuration a servi à réaliser toutes les expériences avec de l'eau, et à nous familiariser avec le fonctionnement de la plupart des appareils (pompe, chaudière, boucle de régulation...). L'installation a ensuite été complétée par le réservoir aval pour les essais avec le R11.



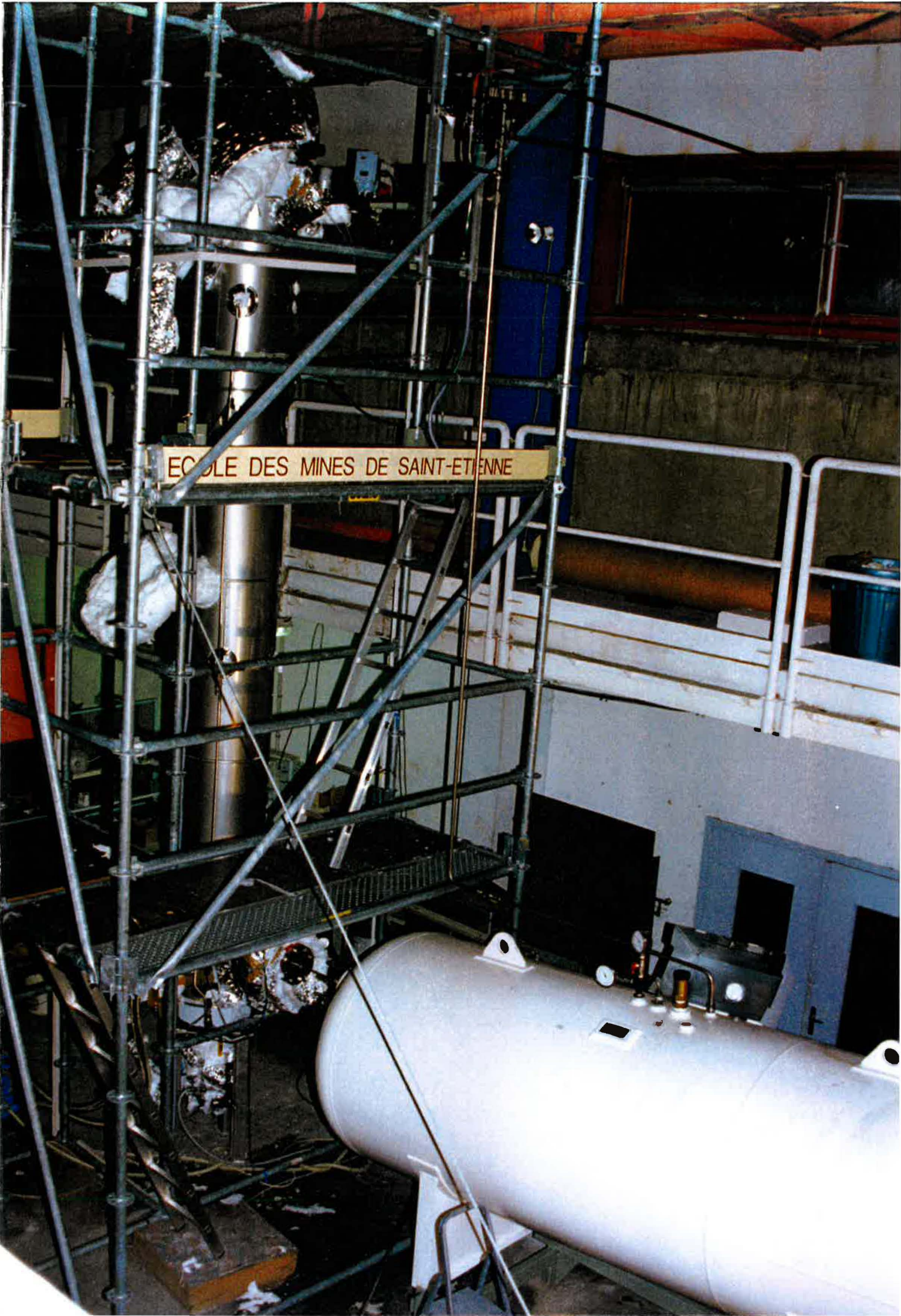
Décrivons maintenant de manière plus détaillée le fonctionnement de l'installation.

Le réservoir d'essai a pour but d'amener et de maintenir le fluide dans un état thermodynamique (pression, température) donné. Une chaudière électrique (Vulcanic 10803) chauffe et fait circuler une huile thermique (Rhodasil) dans la double enveloppe du réservoir, dotée d'une chicane spiralée au pas de 20 cm et d'épaisseur 6,5 mm. Cette chaudière possède une puissance de chauffe de 30 kW et de refroidissement de 5 kW. Elle permet de réguler la température de consigne à $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$. Le chauffage est assuré par des cannes électriques de puissances différentes, une de 20 kW et l'autre de 10 kW. La plus puissante ne fonctionne plus dès que l'on approche de 5 degrés la température de la consigne. Pour être voisin des conditions adiabatiques dans notre réservoir et pour atteindre une température très uniforme dans l'ensemble du réservoir ($\pm 0,1^{\circ}\text{C}$), la double enveloppe a été calorifugée par 6 cm de laine de verre et 6 cm de laine de roche.

Comme nous l'avons vu, les écarts à la saturation sont obtenus en injectant de l'azote dans le ciel gazeux. La température du liquide reste elle constante. Le fluide est donc sous saturé ou sous refroidi. L'azote provenant d'une bouteille à 200 bar est ramené à une pression comprise entre 1,03 et 40 bar, par un détendeur (Tescom série 44-1300). Un clapet anti-retour évite les mélanges entre le fluide d'essai et l'azote. Une boucle de régulation permet de maintenir l'écart de pression constant tout au long d'un essai. Elle est constituée par un capteur de pression (Keller PAA23E) situé dans la colonne d'essai au même niveau que la conduite, un régulateur (Coreci M5) et une vanne de régulation électropneumatique ADF (Masoneilan Varipak série 28000) ayant un coefficient de débit C_v de 0,1.

Une boucle de circulation du fluide permet d'homogénéiser les températures et donc les conditions dans le réservoir, en prélevant du fluide en bas de la colonne et en l'injectant en haut. La pompe utilisée (Volumax) est ADF à entraînement magnétique d'un débit de 4 à 6 l/h selon la différence de pression entre l'aspiration et le refoulement.

Entre la colonne et la conduite d'essai, se trouve une vanne d'arrêt à boisseau sphérique en acier inoxydable avec siège en PTFE (modèle V16 de marque Gachot). Elle peut fonctionner jusqu'à 150°C et jusqu'à 20 bar de pression, et est appelée vanne principale pour la distinguer des autres. Son diamètre de passage est de 80 mm. Il est suffisamment important par rapport au diamètre de la conduite d'essai pour que l'on puisse considérer que le fluide contenu dans la vanne est encore au repos, dans le même état thermodynamique que celui qui se trouve dans le réservoir.



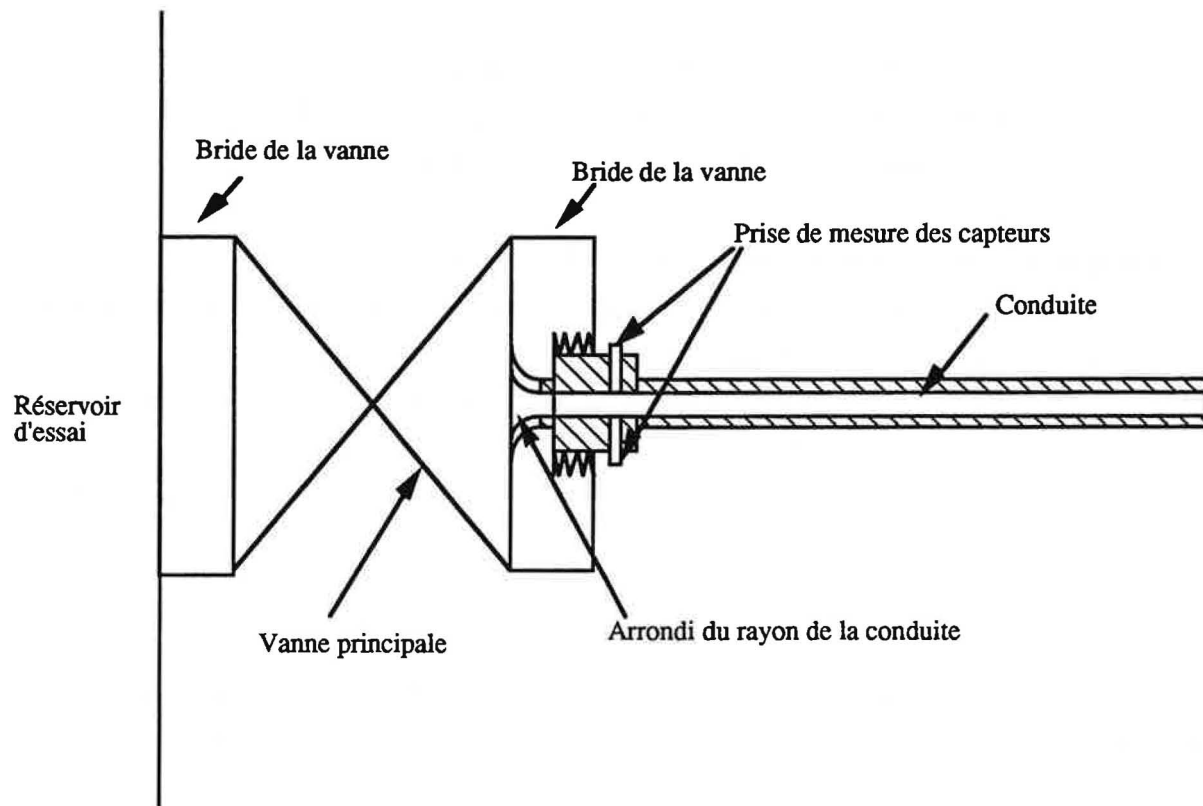


Fig. II.2.1 Schéma de raccordement de la conduite d'essai à la vanne principale

Entre cette vanne et la conduite d'essai, on a une bride dont on a fraisé un côté pour obtenir un arrondi égal au rayon intérieur de la conduite d'essai qui permet d'avoir une entrée arrondie. Cette opération a pour objectif d'éliminer la perte de charge singulière à l'entrée. De l'autre côté, est vissée la conduite d'essai.

Le réservoir aval nous permet de recycler les liquides après un essai, pour une seconde manipulation. Cela permet à la fois une économie sur les fluides, et limite les rejets à l'atmosphère. Le dimensionnement de ces deux réservoirs (essai et aval) sera étudié au paragraphe suivant.

Pour utiliser le R11, nous avons raccordé le réservoir aval (en rouge) à l'installation existante, pour une raison économique (récupérer les fluides), et écologique (ne pas rejeter les fluides à l'extérieur).

Nous avons également intégré une pompe à vide. Elle a pour but d'aider à l'inertage des deux réservoirs en réalisant une économie sur l'azote et de permettre de diminuer la pression dans le réservoir aval. C'est un éjecteur de pression à air comprimé de marque PIAB, qui permet d'obtenir une pression de 100-200 mbar absolus.

Pour effectuer des manoeuvres, il est nécessaire d'ajouter des vannes, des tuyauteries. Certaines sont commandées par un servomoteur pneumatique (VA02, VA20, VA21, VA22 et VA23), et d'autres sont manuelles (VA01, VA03, VA10, VA11, VA12, VA13, VA14, VA15 et VA16).

Les fluides nécessaires au fonctionnement de l'installation sont:

- l'air comprimé, pour actionner l'ouverture et la fermeture des vannes pneumatiques, et pour évacuer les fluides non inflammables.
- l'azote, qui sert d'une part à l'inertage des réservoirs, et d'autre part à la régulation de la pression au fond du réservoir d'essai.
- l'huile, "le fluide caloporteur", qui circule dans la double paroi permet de chauffer le fluide d'essai.

Une fois que l'on connaît les conditions expérimentales (longueur et diamètre du tube, et l'écart à la saturation envisagé), on peut dimensionner les réservoirs d'essai et de récupération.

II.2.2. DIMENSIONNEMENT DES DEUX RESERVOIRS

A partir du choix des conditions expérimentales, nous pouvons dimensionner le réservoir d'essai et le réservoir aval. Les calculs ont été réalisés avec tous les produits cités au chapitre II.1.2.. Dans la suite, nous n'avons retenu que l'eau et le R11. A ces fluides, nous avons ajouté le butane qui donne une borne maximale pour le calcul du volume du réservoir d'essai. Les conclusions obtenues pour ces trois fluides sont valables pour tous les autres.

II.2.2.1. Réservoir d'essai

Pour connaître le volume nécessaire pour le réservoir d'essai, il faut déterminer le volume de liquide nécessaire pour l'essai et celui du ciel gazeux. A cela, il faut rajouter le volume mort de liquide (peu important).

Pour déterminer le volume de liquide nécessaire, nous calculons le flux massique G par l'approximation de Lackmé (1980):

$$G = \sqrt{\frac{2 \rho D}{\lambda} \frac{(P_o - P_{sat})}{L}}$$

sachant que D et L sont des constantes et que λ varie peu, on peut dire que :

$$\sqrt{\frac{2D}{\lambda L}} \text{ est une constante.}$$

Pour l'estimer, on a pris

$$D = 8 \text{ mm}$$

$$L = 0,535 \text{ m}$$

$$\lambda \sim 3 \cdot 10^{-2}$$

$$\text{Donc on a : } \sqrt{\frac{2D}{\lambda L}} \sim 1$$

Si l'on calcule le flux massique choisi pour de l'eau, le R11 et le butane (choisi pour sa faible pression de vapeur et son état gazeux à 15°C et 1 atm), avec un écart à la saturation de 5 bar, on obtient :

	Eau	R11	Butane
G (kg/m ² s)	22300	27386	17000
W (kg/s)	1,12	1,37	0,85

On choisit un temps minimal d'essai de 60 s. On calcule alors pour cette durée, la masse et le volume nécessaires :

	Eau	R11	Butane
M (kg)	67	83	51
V (litre)	67	55	100

Pour pouvoir réaliser des essais aussi bien avec des gaz que des liquides à température ambiante, nous avons choisi un volume utile de liquide un peu supérieur (150 l) pour pouvoir réaliser des essais un peu plus longs et sans tout vider.

Nous nous proposons de retenir un **volume utile de liquide de 150 l**.

Pour le ciel gazeux, qui sert en quelque sorte de zone tampon pour maintenir la pression au droit de la conduite, un volume de 25 à 75 litre semble à priori suffisant.

Pour connaître le volume du liquide mort, il faudrait savoir le diamètre du réservoir, mais ce volume est faible. On peut dire que le **volume du réservoir d'essai devrait se situer entre 200 et 250 litres**.

Nous allons maintenant définir la géométrie de ce réservoir. Nous voulons un réservoir haut et étroit :

- pour utiliser la pression hydrostatique pour créer de faibles écarts à la saturation
- pour une meilleure précision des mesures à ce niveau, donc du débit
- pour un meilleur échange thermique avec la double enveloppe (plus de surface).

Nous avons retenu un diamètre intérieur de 0,257 m et une hauteur de 4,5 m (remarquons qu'elle est voisine de celle de Sozzi et Sutherland (1975) : 4,3m). Le volume ainsi obtenu est de 233 litres.

En conclusion, le réservoir d'essai est un cylindre vertical de 0,257 m de diamètre et 4,5 m de haut, soit un volume de 233 litres. Il est constitué d'acier inoxydable 316 L pour éviter les problèmes de corrosion. Ses pression et température de calcul sont de 50 bar et de 250°C.

Passons maintenant à la détermination du volume du réservoir aval.

II.2.2.2. Réservoir aval.

Le réservoir aval servira uniquement de réservoir de récupération pour les fluides autres que l'eau. On veut dimensionner le réservoir aval de telle manière qu'il n'y ait aucune influence de ce dernier sur l'écoulement, c'est à dire que la pression régnant dans ce réservoir soit inférieure à la pression critique.

Il faut donc tout d'abord évaluer ce que vaut la pression critique. Pour cela, nous allons analyser le rapport de la pression critique P_c à la pression du réservoir à saturation P_{sat} . Nous avons vu au chapitre I.2 que la pression critique pour un écoulement initialement sous saturé est toujours supérieure à celle qu'on observe pour le même fluide à la même température lorsqu'il est initialement saturé.

Par une analyse bibliographique des expériences de Hardekofpt et Mewes (1989), Ogasawara (1969), de Sozzi et Sutherland (1975), de Collins (1978) et de Morris (1983), nous pouvons conclure, que le ratio P_c/P_{sat} est toujours supérieur à 0,4.

$$P_c \geq 0,4 P_{sat}$$

Or, pour ne pas subir l'influence de la pression dans la conduite, il faut que la pression du réservoir aval soit inférieure à la pression critique.

$$P_{aval} < P_c$$

Comme la pression dans le réservoir aval est composée de la somme de la pression d'inerte et de la pression du fluide étudié, il vient :

$$P_{\text{aval}} = P_{\text{inert}} + P_{\text{fluide}}$$

$$\Rightarrow P_{\text{fluide}} \leq 0,4 P_{\text{sat}} - P_{\text{inert}}$$

A faible pression de vapeur, il est possible de diminuer la pression dans le réservoir aval grâce à la pompe à vide jusqu'à 0,2 bar, soit $P_{\text{inert}} = 0,2$ bar. La plus faible pression de vapeur à laquelle on travaille est de 4 bar.

$$\Rightarrow P_{\text{fluide}} \leq 1,4 \text{ bar}$$

Pour le R11, on considère que la détente est isentropique (c'est l'hypothèse qui impose le plus grand volume). Cette hypothèse permet de déterminer la fraction massique de vapeur en aval.

$$x = \frac{S_{1o} - S_{1a}}{S_{1ga}}$$

On obtient alors $x = 0,32$

Le bilan de conservation de la masse détermine alors le volume du réservoir aval :

$$V_a = M_o (\vartheta_{1a} + x \vartheta_{1ga})$$

soit $3,43 \text{ m}^3$.

Dans le cas du butane, on considère que le gaz rejoint immédiatement la température ambiante (c'est l'hypothèse la plus défavorable quand $T_{\text{éb}} < T_{\text{amb}}$). On obtient alors un volume de $2,3 \text{ m}^3$.

On a recherché alors la cuve standard de propane-butane se rapprochant le plus du volume désiré. On a trouvé une cuve de $3,98 \text{ m}^3$ ayant pour dimension 1200 mm de diamètre et 3,8 m de long. Sur cette dernière, on a effectué quelques modifications, notamment on l'a inclinée de 10% pour pouvoir récupérer davantage de fluide, et changé le siège de la soupape pour qu'elle résiste au CFC.

En conclusion, le réservoir aval a pour dimension 1200 mm de diamètre et 3,8 m de long soit $3,98 \text{ m}^3$.

Ayant défini le volume des deux réservoirs, nous allons indiquer dans la suite comment nous réalisons nos essais.

II.2.3. MODE OPERATOIRE

Sur notre installation, différentes opérations sont nécessaires pour réaliser nos essais. Il est donc indispensable de pouvoir:

- remplir avec un nouveau fluide. Il faut donc transférer le produit de la zone de stockage au réservoir d'essai par le circuit d'alimentation.

- préparer un essai. Cela consiste à chauffer le fluide, à purger le ciel gazeux pour éliminer le gaz dissous et atteindre la saturation, à homogénéiser la température dans le réservoir d'essai. Une fois que la température du réservoir d'essai est stable, on injecte l'azote à la pression désirée.

- faire un essai, c'est le but recherché. C'est ouvrir la vanne principale. Il faut alors mesurer tous les paramètres (pression, température) et les stocker. Puis on ferme la vanne principale.

- récupérer le liquide de la cuve aval et le recycler en le ramenant du réservoir aval à celui d'essai pour une future expérience grâce à la pompe de circulation. Cette opération n'est réalisée que pour le R11, pas pour l'eau.

- évacuer une partie du ciel gazeux à l'atmosphère. Après une expérience, l'azote froid au départ se réchauffe et fait augmenter la pression dans le réservoir d'essai, il est donc nécessaire si on est à haute pression de purger rapidement.

- faire le vide ou purger à l'atmosphère le réservoir aval, quand on travaille à faible pression de vapeur, pour ne pas perturber l'écoulement.

- changer de fluide, vider l'installation.

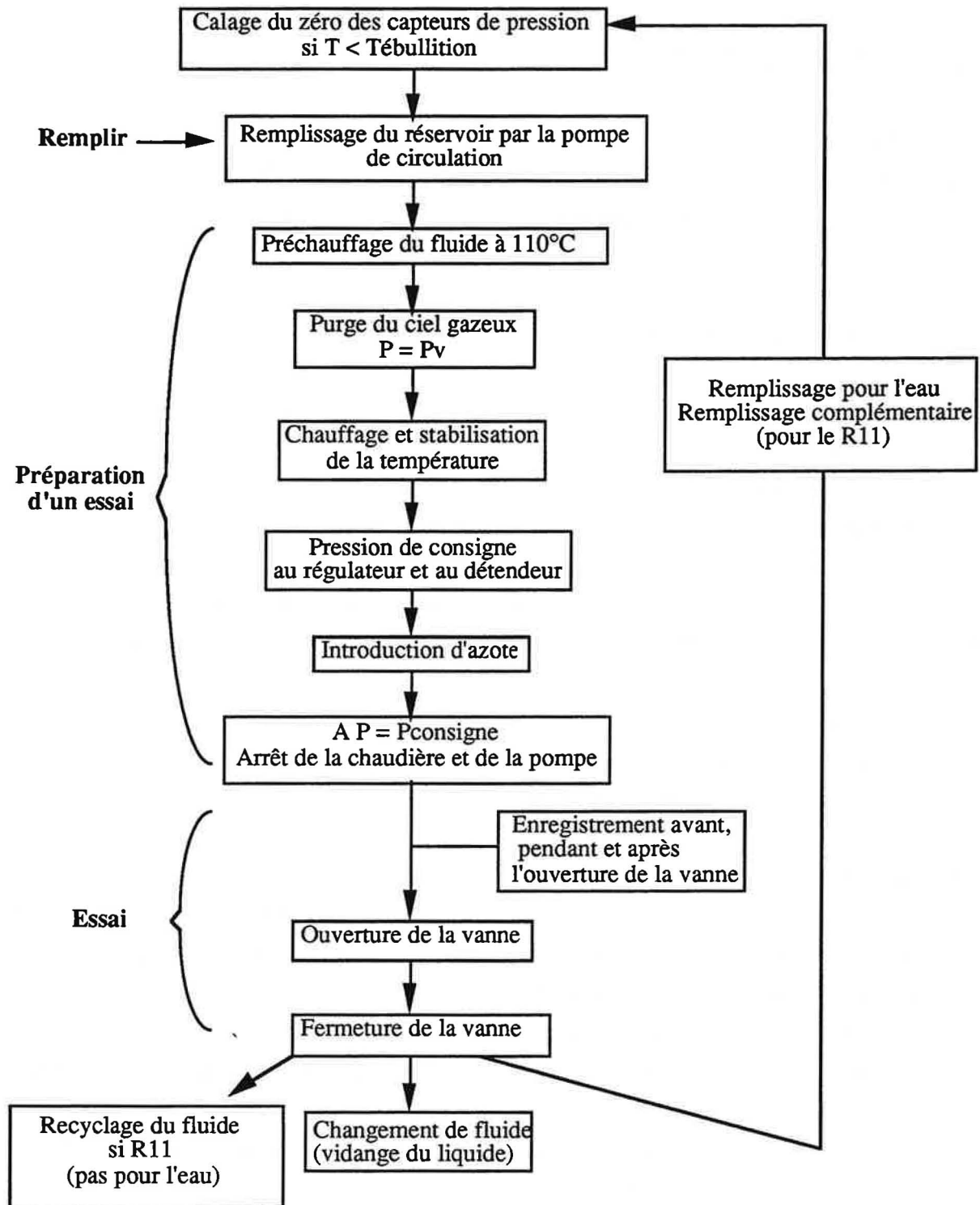
Chaque opération nécessite l'ouverture ou la fermeture de certaines vannes et le fonctionnement ou non de certains organes (pompes de circulation, à vide, chaudière...). Un cahier opératoire a donc été réalisé pour éviter toute fausse manipulation. Pour ne pas compliquer la procédure et pour un problème de clarté, il ne sera pas exposé dans ce manuscrit. Nous avons également réalisé une étude de danger sur notre installation. La méthode ici retenue s'appelle HazOp (Hazard and Operability) et se propose par l'examen systématique des schémas de circulation des fluides:

- de rechercher les causes éventuelles de dérive des différents paramètres de fonctionnement

- d'étudier les conséquences et les risques liés à ces dérives et les corrections ou protections appropriées.

Elle a permis de corriger et d'aider à la rédaction du cahier opératoire.

Pour nos essais, on peut résumer la séquence des opérations à réaliser par le schéma ci dessous:



Nous allons détailler les mesures effectuées sur notre installation.

II.3. GRANDEURS MESUREES

Dans ce paragraphe, nous allons tout d'abord définir les grandeurs à mesurer, puis les modes de protection en zone inflammable et notre système d'acquisition des données. Enfin , nous présenterons l'emplacement des capteurs sur le réservoir d'essai et la conduite.

*** Grandeurs à mesurer**

Pour pouvoir réaliser nos expériences sur des fluides initialement sous saturés, nous avons besoin de pouvoir :

- vérifier que l'on a des conditions stables dans le réservoir d'essai, c'est à dire une température homogène dans tout le réservoir, et une pression constante à l'entrée de la conduite pour obtenir un écoulement quasi-stationnaire,
- mesurer l'écart à la saturation ($P - P_{sat}$) avec précision. P est la pression obtenue à l'entrée de la conduite durant un essai. P_{sat} est déterminé à partir de la mesure de la température,
- mesurer le flux massique G ,
- mesurer les pressions et températures en conduite,
- mesurer la pression dans le réservoir aval.

Pour cela, nous disposons de :

- 4 capteurs de température différentielle ΔT situés à différentes hauteurs dans le réservoir d'essai et d'un capteur de température absolue à l'entrée de la conduite, permettant de constater la bonne homogénéité de température du réservoir,
- 1 capteur de pression absolue à l'entrée de la conduite qui sert à la fois à maintenir la pression stable à cet endroit associé à une boucle de régulation, et à déterminer (conjointement avec le capteur de température absolue) l'écart à la saturation,
- 4 capteurs de pression différentielle qui permettent de déterminer le niveau du liquide dans le réservoir, donc d'accéder au flux massique,
- 3 capteurs de pression absolue pour mesurer la pression dans la conduite,
- 3 capteurs de température différentielle pour mesurer la température en conduite,
- 2 manomètres pour mesurer la pression dans le réservoir aval. Leurs plages de mesure sont respectivement de -1 à 15 bar relatif pour l'un et de -1 à + 0 bar relatif pour l'autre. Nous avons besoin de davantage de précision sur celui qui mesure les dépressions.

Les capteurs de pression absolue et différentielle ont dû être déportés du passage du fluide (réservoir et conduite), car ils sont sensibles à la température. Un calcul de transfert thermique nous a permis de constater qu'un déport de 15 cm suffisait pour être voisin de la température ambiante.

*** Protection des capteurs : adaptation du matériel aux atmosphères inflammables**

Notre montage a été réalisé pour accepter des fluides inflammables, ce qui nous a amenés à choisir des matériels (capteurs, pompes, vannes) utilisant deux types de protection.

Les capteurs de pression absolue par exemple sont de type A.D.F. (antidéflagrant). La protection est obtenue par une enveloppe qui doit remplir trois conditions:

- contenir une explosion interne sans déformation permanente
- garantir que l'inflammation ne peut se propager à l'atmosphère environnante
- ne présenter aucun point extérieur à une température supérieure à la température d'auto

inflammation des gaz ou vapeurs manipulés.

Les capteurs de pression différentielle sont du type S.I. (sécurité intrinsèque). Le principe en est différent. Pour provoquer une explosion dans une zone inflammable, il faut réunir trois conditions:

- avoir un fluide inflammable
- que ce fluide soit en contact avec l'air
- générer une étincelle

La protection S.I. utilise de très faibles courants, incapables de produire l'énergie nécessaire pour créer une étincelle. Dans ce but, nous utiliserons une barrière de sécurité intrinsèque pour éviter de transmettre une puissance supérieure à celle désirée. Ce dispositif est un écrêteur de tension situé dans la zone non dangereuse. La barrière utilisée est une diode Zener.

*** Boucle de mesure**

Tous les capteurs de pression délivrent un signal normalisé : 4..20 mA. La température est mesurée à l'aide de thermocouples qui sont reliés à des convertisseurs qui amplifient et transforment la tension en courant 4..20 mA.

Notre système d'acquisition lui, mesure des tensions. Il a donc été nécessaire de placer une résistance (511 Ω) en série dans chaque boucle de courant.

La mesure de la tension issue des capteurs de température et de pression, aux bornes des résistances est effectuée à l'aide d'un scrutateur HP3497A (Hewlett Packard). Cet appareil est composé d'un convertisseur analogique numérique associé à un multiplexeur sur lequel sont branchés les capteurs. Il possède par ailleurs, une carte de relais de commutation qui sert à commander l'ouverture de la vanne principale. Il est relié par une carte GPIB (National Instruments), à un ordinateur PC 486 (Kenitec).

Nous avons réalisé un programme de pilotage des différentes étapes de nos essais (du remplissage à la vidange du réservoir) et d'acquisition des données à l'aide du logiciel Labwindows qui possède une interface graphique.

*** Emplacement des capteurs dans le réservoir d'essai**

L'emplacement de tous les capteurs situés sur le réservoir d'essai est donné par la figure II.3.1..

La pression absolue P_0 est mesurée à l'aide d'un capteur piézorésistif de marque Keller PAA23E. Il est situé au niveau de la vanne principale et de la conduite d'essai. Sa plage de fonctionnement est de 0 à 50 bar. La pression différentielle est mesurée en quatre points différents le long de la colonne. Ce sont des Keller PD23E, de type sécurité intrinsèque.

Ils sont situés respectivement par rapport à l'axe de la conduite d'essai à -0,321m pour Pd1, 0,321 m pour Pd2, 1,601 m pour Pd3 et 2,877 m pour Pd4. Ces capteurs, comme leur nom l'indique, mesurent une différence de pression respectivement sur une hauteur de 0,642 m pour Pd1, 1,28 m pour Pd2, 1,276 m pour Pd3 et 0,600 m pour Pd4. Les capteurs Pd1 et Pd4 ont pour étendue de mesure 0 ..100 mbar, et Pd2 et Pd3 ont comme domaine 0 .. 200 mbar.

Sur la colonne, il existe également des capteurs de température absolue et différentielles. Ce sont des thermocouples de type T cuivre/cuivre-Nickel. Ils sont chemisés et leur plage de mesure en continu est de -185°C à +300°C. Un convertisseur de marque Tepi transforme la tension issue des thermocouples en courant 4..20 mA.

Le capteur de température absolue, appelé T0, est situé à la même hauteur que P0, au niveau de la conduite d'essai. Les capteurs de température différentielle sont au nombre de quatre et sont respectivement situés dans la colonne à 0,321m pour Td1, 1,601 m pour Td2, 2,877m pour Td3 et 3,477m pour Td4 au dessus de l'axe de la conduite d'essai. Ce sont également des thermocouples de type T, qui sont reliés à des convertisseurs Tepi et dont le domaine de mesure est de -10 à + 1°C.

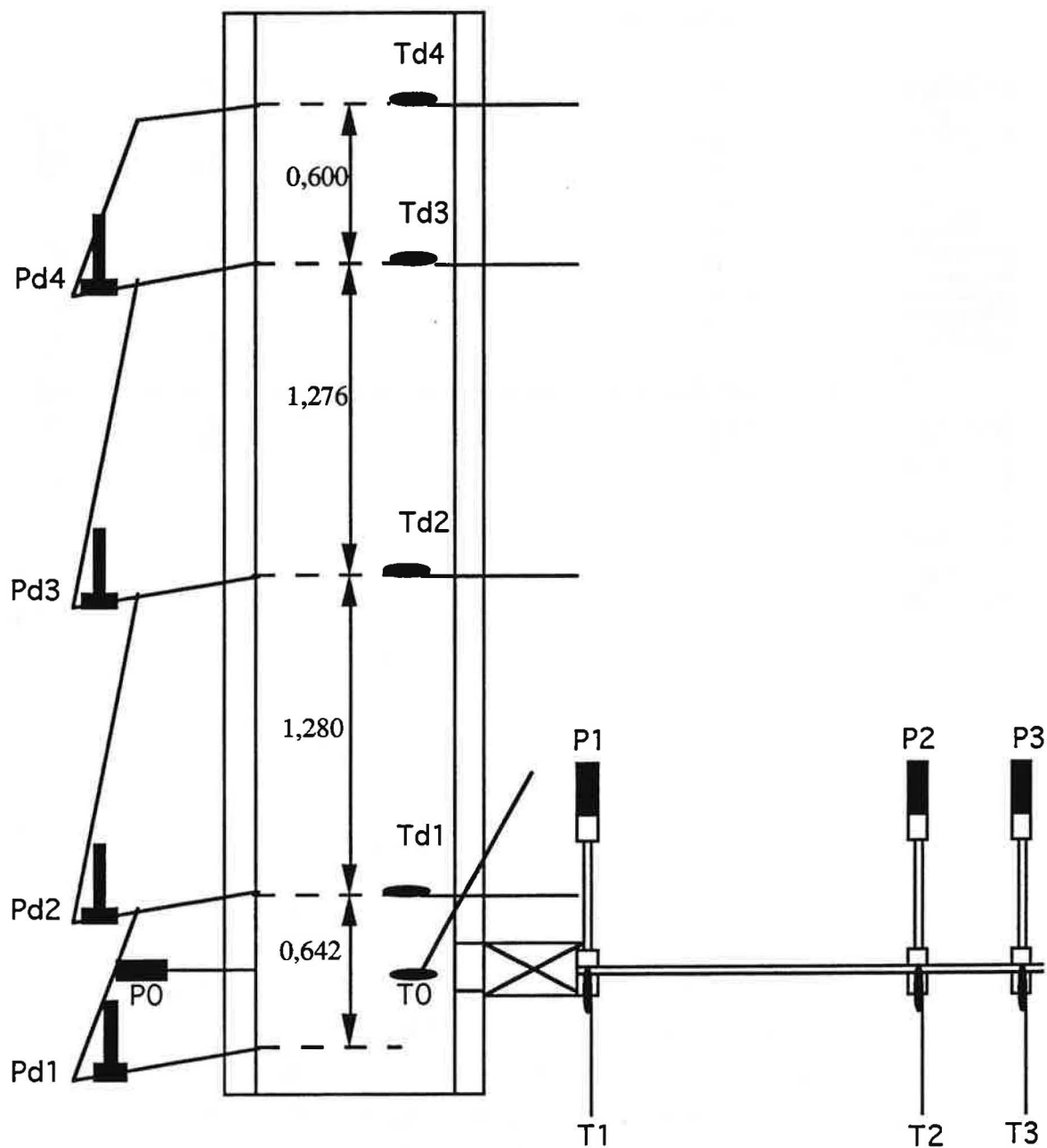


Fig. II.3.1. Emplacement des différents capteurs sur le réservoir d'essai

*** Emplacement et montage des capteurs dans la conduite**

Dans la conduite, nous mesurons la pression absolue et la température différentielle à trois emplacements (voir figure IV.3.2.)

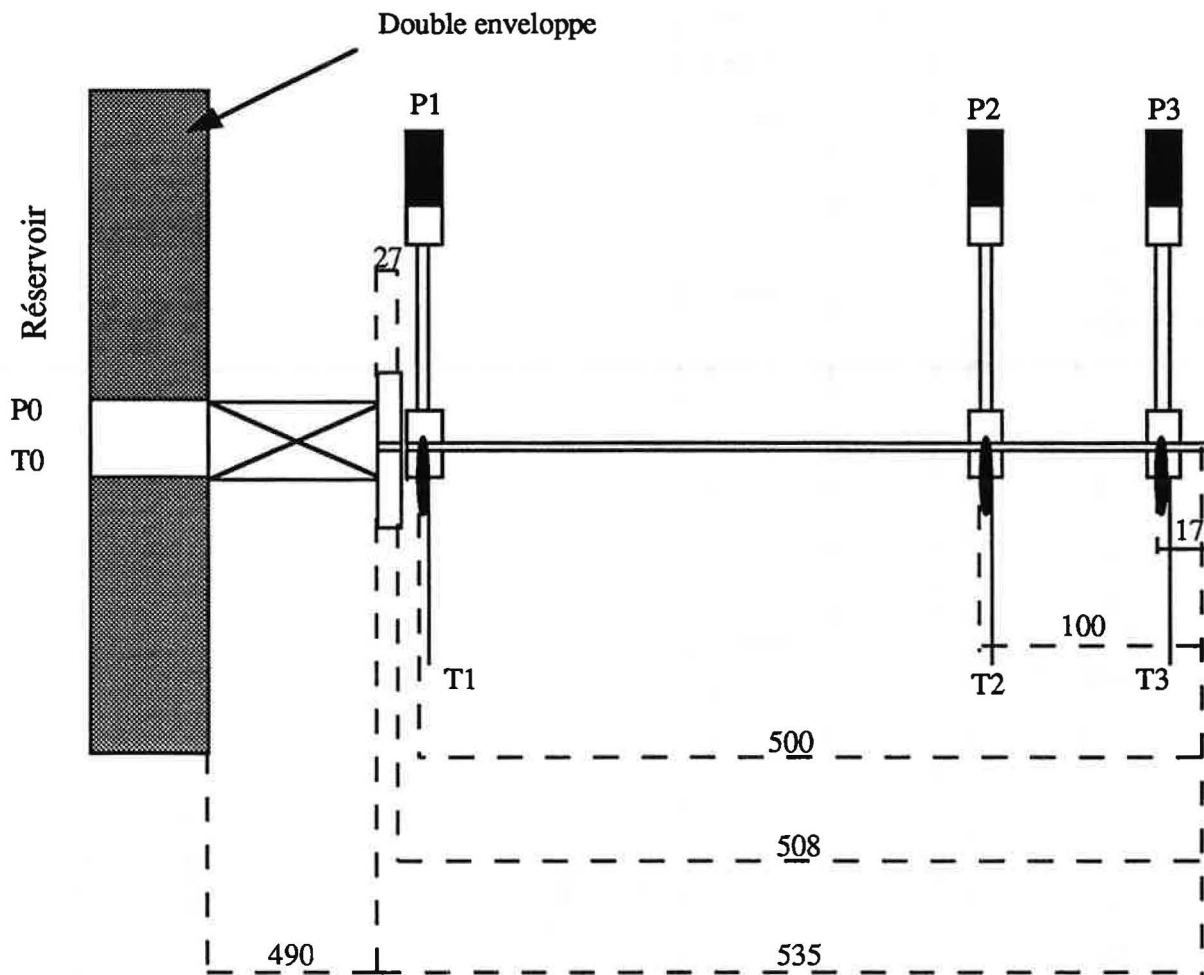


Fig. II.3.2. Emplacement des différents capteurs en conduite

Les capteurs de pression absolue sont localisés à 500 mm de la sortie pour P1, à 100 mm pour P2 et à 17 mm pour P3. Ils sont identiques à P0 (Keller PAA23E).

Les capteurs de températures, différentiels par rapport à T0, sont à la même abscisse que les capteurs de pression, soit 500 mm de la sortie du tube pour T1, 100 mm pour T2 et 17 mm pour T3. Ce sont également des thermocouples de type T. Le convertisseur a dans ce cas une étendue de mesure de -50 à 0°C.

Nous allons détailler le montage des capteurs de pression et de température en conduite.

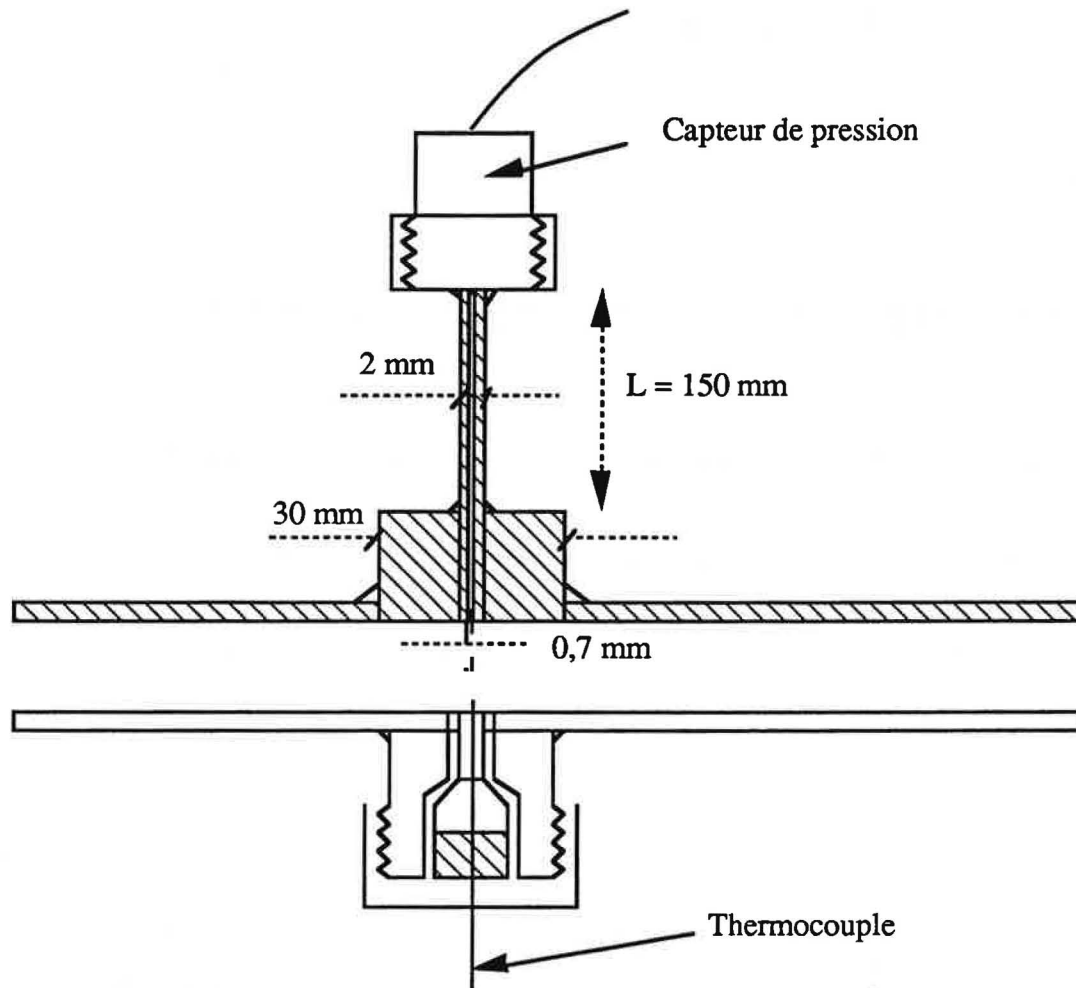


Fig. II.3.3. Schéma de montage des capteurs de pression et de température sur la conduite

Pour éloigner le capteur de pression du piquage de la conduite, nous avons choisi un tube de diamètre extérieur 2 mm , épaisseur $0,7 \text{ mm}$ (soit $0,7 \text{ mm}$ intérieur) et de longueur 150 mm . Avec cette longueur et ce faible diamètre, on obtient un temps de réponse court (très inférieur à la seconde).

Pour les thermocouples, le trou de perçage est de 2 mm , alors qu'ils mesurent 1 mm . Entre la paroi de la pièce et le capteur, on a placé un isolant thermique (P.T.F.E.). L'ajout de ce chemisage a permis d'améliorer le temps de réponse.

Maintenant que nous avons défini les mesures à effectuer et l'emplacement des capteurs, nous allons nous intéresser à la précision des mesures.

II.4. PRECISION DES MESURES

Nous allons distinguer l'erreur sur les mesures de pression et de température et celle sur le débit.

II.4.1 INCERTITUDE SUR LES MESURES DE PRESSION ET DE TEMPERATURE

A l'aide des caractéristiques données par les constructeurs, nous pouvons définir l'erreur sur tous les capteurs.

Pour la mesure de la pression, il est nécessaire de connaître non seulement l'erreur due au capteur, mais aussi celle sur la boucle de mesure (résistance et voltmètre). L'erreur de lecture de la tension au voltmètre est négligeable. Dans le tableau ci-dessous, nous allons retracer les différentes sources d'erreurs.

		Pression absolue Po,P1,P2 et P3	Pression différentielle : Pd1 et Pd4	Pression différentielle : Pd2 et Pd3
Erreur liée au capteur	Etendue de mesure (EM)	0 - 50 bar	0 - 100 mbar	0 - 200 mbar
	Erreur de linéarité 0,1% de EM	50 mbar	0,1 mbar	0,2 mbar
	Hystérésis et linéarité	16 mbar	0,025 mbar	0,04 mbar
	Dérive thermique du zéro, avec variation de la température du hall de 11°C	0,01 % de l'EM/°C soit 55 mbar	0,1% de l'EM/°C soit 1,1 mbar	0,05% de l'EM/°C soit 1,1 mbar
	Dérive thermique de sensibilité (0,02% / °C)	2 mbar	négligeable	négligeable
Erreur relative sur les résistances de 0,0032 % / EM		2 mbar	négligeable	négligeable
Erreur totale de mesure de la pression		125 mbar	1,2 mbar	1,3 mbar

L'erreur commise par les capteurs de pression absolue étant importante, nous avons cherché à la réduire.

Pour cela, on effectue chaque jour une mesure de la pression atmosphérique à l'aide d'un baromètre à mercure. Cela permet de réduire l'erreur de décalage du zéro à ± 1 mbar. L'erreur totale est alors ramenée à ± 71 mbar.

Par un montage hydrostatique avec différentes hauteurs d'eau, nous avons évalué la résolution à mieux que 5 mbar.

Ce capteur fait parti de la boucle de régulation. Les essais montrent que la pression est stable à ± 10 mbar et que l'écart à la consigne peut être de 20 mbar. L'erreur absolue du capteur est donc supérieure à la précision de la régulation, celle-ci n'entraîne donc pas d'erreur supplémentaire sur la valeur de la pression.

En conclusion, l'erreur sur la mesure de la pression est de :

- ± 71 mbar sur les capteurs de pression absolue,
- $\pm 1,2$ mbar sur les capteurs de pression différentielle Pd1 et Pd4,
- $\pm 1,3$ mbar sur les capteurs de pression différentielle Pd2 et Pd3.

Pour obtenir l'erreur de mesure de la température, il faut connaître l'incertitude de mesure du thermocouple, du convertisseur et de la résistance. On considère que l'erreur liée au voltmètre est négligeable.

		Température absolue T_0	Température différentielle (réservoir essai)	Température différentielle (conduite)
Erreur liée au thermocouple	Etendue de mesure (EM)	0 - 200°C	-10 à +1 °C	-50 à 0 °C
	Tolérance thermocouple de type T	1,5 °C	0,08 °C	0,88 °C
Convertisseur erreur de $\pm 0,3\%$ / EM		0,6 °C	0,033 °C	0,15°C
Erreur relative sur les résistances de 0,0032 % / EM		négligeable	négligeable	négligeable
Erreur totale de mesure de la température		2,1 °C	0,11 °C	1,03 °C

La température doit être mesurée, dans le cas de thermocouples, par rapport à une référence appelé soudure froide située à l'ambiante. La température de l'armoire est mesurée à l'aide d'une sonde de platine. Son erreur après étalonnage a été estimée à 0,1°C.

La précision des mesures de température est cruciale pour les essais que l'on veut réaliser. Nous avons cherché à l'améliorer.

Les capteurs de température ont été réétalonnés à partir de thermomètres certifiés en les plongeant dans de l'eau ou de l'huile à différentes températures dans un récipient calorifugé. Nous avons ramené l'erreur liée au thermocouple mesurant la température absolue à $\pm 0,20^\circ\text{C}$. Si de plus nous corrigeons assez périodiquement le zéro des convertisseurs, nous pouvons considérer cette erreur comme nulle. L'erreur totale de mesure de la température est alors de $\pm 0,20^\circ\text{C}$. Pour les capteurs de température différentiels en suivant la même démarche, l'erreur totale est de $\pm 0,1^\circ\text{C}$ sauf T3 à $\pm 0,2^\circ\text{C}$.

Nous allons maintenant déterminer l'incertitude de mesure sur une autre grandeur : le débit.

II.4.2. INCERTITUDE DE MESURE SUR LE DEBIT

Le débit s'écrit sous la forme:

$$G = \frac{1}{s} \frac{dM}{dt} = \frac{S}{g s} \frac{d \Delta P}{dt}$$

avec : s : section de la conduite

S : section du réservoir

g : accélération du fluide

L'incertitude est alors de:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta g}{g} + \frac{\Delta s}{s} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta \left(\frac{d \Delta P}{dt} \right)}{\frac{d \Delta P}{dt}}$$

L'incertitude sur l'accélération $\frac{\Delta g}{g}$ est négligeable, celle sur chaque section $\frac{\Delta s}{s}$ et $\frac{\Delta S}{S}$ est estimée

à $\pm 1\%$.

$\frac{\Delta \left(\frac{d \Delta P}{dt} \right)}{\frac{d \Delta P}{dt}}$ est composé de deux incertitudes.

L'une est liée à la courbe d'étalonnage des capteurs de pression différentielle, et l'autre à la méthode de calcul de la dérivée à partir des mesures bruitées et discrètes. On estime en fonction de leur courbe d'étalonnage la première à $\pm 0,5\%$.

Pour déterminer la seconde, prenons la courbe de la masse en fonction du temps, on s'aperçoit que dans les 10 premières secondes, la courbe est irrégulière, puis qu'on obtient une droite. Si

on calcule la pente de cette droite, pour donner l'incertitude sur le débit sur un intervalle de confiance à 95% , on obtient environ pour presque tous les essais :

$$\frac{\text{Intervalle de confiance}}{\text{Débit}} \leq \pm 1 \%$$

Cette dernière incertitude de mesure est la seule qui soit liée à la reproductibilité de nos essais.

L'erreur totale sur la valeur du débit est alors de:

$$\frac{\Delta G}{G} \leq \pm 3,5 \%$$

En conclusion, cette erreur est relativement faible.

II.5. CONCLUSIONS

Pour concevoir notre installation, nous avons défini nos conditions expérimentales :

- conduites de 0,535 m de long et de diamètre intérieur 4 ou 8 mm
- écart à la saturation maximum de 5 bar
- fluides utilisés : Eau et R11.

Ces trois paramètres nous permettent alors de dimensionner les deux réservoirs de notre montage. Le réservoir d'essai est un cylindre vertical de 233 litres de 0,257 m de diamètre et de 4,5 m de haut. Le réservoir aval ou de récupération possède un volume d'environ 4 m³.

Enfin, à partir des contraintes expérimentales (stabilité du réservoir d'essai ...), nous avons pu définir l'ensemble de notre instrumentation, qui comporte des capteurs de pression (absolue et différentielle) et de température (thermocouples absolus et différentiels). Pour les capteurs de pression absolue, nous avons obtenu une erreur de ± 71 mbar. Pour ceux différentiels, l'erreur se situe vers ± 1 mbar. Pour les capteurs de températures, l'erreur a été ramené à $\pm 0,2$ °C. Enfin, la précision au niveau du débit est de $\pm 3,5$ %. Nous pouvons donc conclure que l'incertitude de mesure de nos grandeurs (pression, température, débit) nous permettra de réaliser des mesures fines.

Il ne nous reste plus qu'à vérifier par des essais si notre conception de l'installation donne les résultats attendus.

RESULTATS **EXPERIMENTAUX**

Dans cette partie, nous allons tout d'abord, à l'aide d'essais préliminaires, voir le comportement de notre installation et constater si elle est conforme à nos prévisions. Dans un second temps, nous exposerons les expériences systématiques que nous avons réalisées.

III.1. ESSAIS PRELIMINAIRES

Dans un premier temps, nous voulons vérifier l'efficacité du dispositif expérimental, c'est-à-dire si le fonctionnement de l'installation, l'évolution des grandeurs au cours d'un essai sont compatibles avec le cahier des charges qui est apparu précédemment (maîtrise de l'état thermodynamique, précision nécessaire...). Ensuite, nous déterminerons le protocole opératoire.

Nous aborderons alors la reproductibilité de nos résultats. Puis, nous réaliserons des essais en eau froide pour déterminer la rugosité équivalente des différentes conduites utilisées. Enfin, nous discuterons de la criticité de notre écoulement.

III.1.1. EVOLUTION DES MESURES AU COURS DU TEMPS

III.1.1.1. Dans le réservoir

La première mesure à laquelle nous nous intéressons est la pression. Nous voulons vérifier l'efficacité de la boucle de régulation, c'est-à-dire sa stabilité.

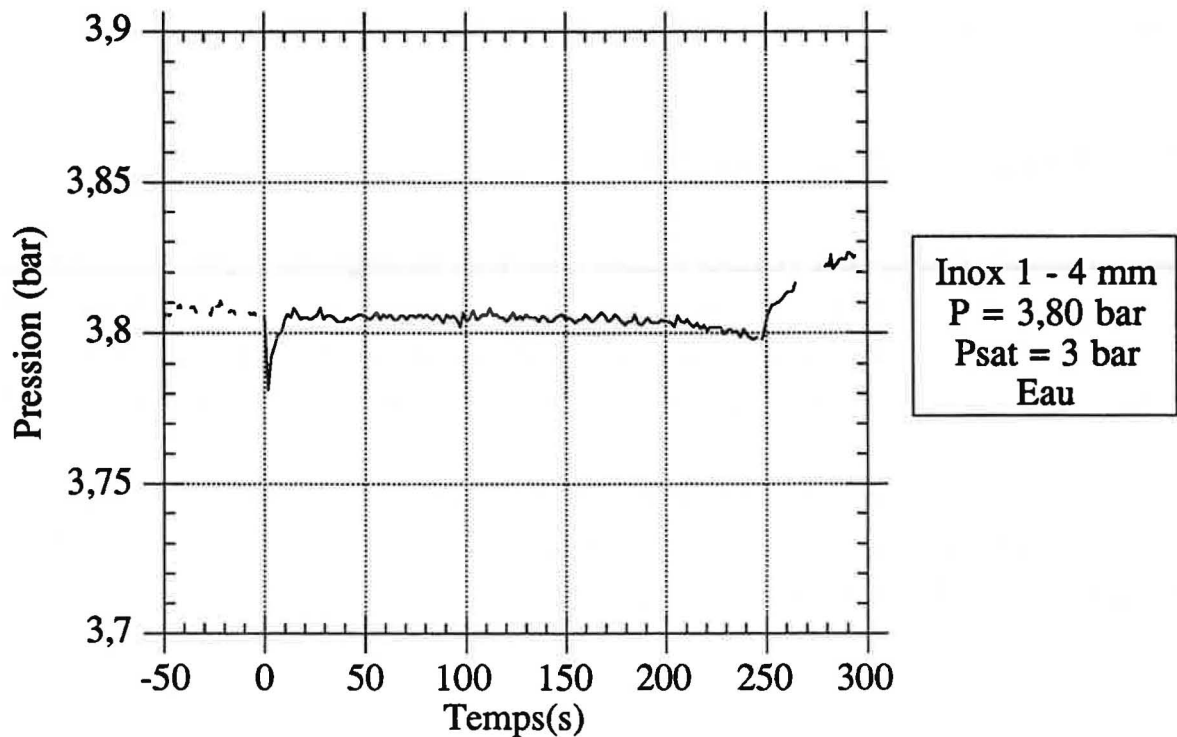


Fig. III.1.1. Evolution de la pression à l'entrée de la conduite au cours du temps

Avant l'ouverture de la vanne principale (caractérisé par un temps négatif), la pression reste relativement stable.

A l'ouverture de la vanne (temps zéro), la chute de pression est compensée en 10 secondes environ par la régulation. La boucle de pression régule à ± 8 mbar sur cet essai (écart maximal obtenu de ± 15 mbar), ce qui est assez remarquable, vu le système.

A la fermeture de la vanne (à $t = 250$ s), on observe une élévation de la pression. Pendant quelques secondes, la régulation ne s'aperçoit pas tout de suite que la vanne est fermée et continue d'injecter de l'azote. Mais, cela est dû aussi au réchauffement de l'azote. Toutefois, il est moins important que prévu et se stabilise en 30 min environ. Pour cet essai à une pression de saturation de 3 bar et un écart à la saturation de 0,8 bar, l'élévation de pression est limitée à 0,5 bar. Cette constatation nous évitera de nombreux rejets à l'atmosphère ou dans le réservoir aval.

En conclusion, la pression reste stable à ± 15 mbar à l'entrée de la conduite, ce qui est conforme aux prévisions.

La seconde mesure primordiale pour connaître l'état thermodynamique du réservoir est la température. Nous nous intéressons tout d'abord à celle située à l'entrée de la conduite.

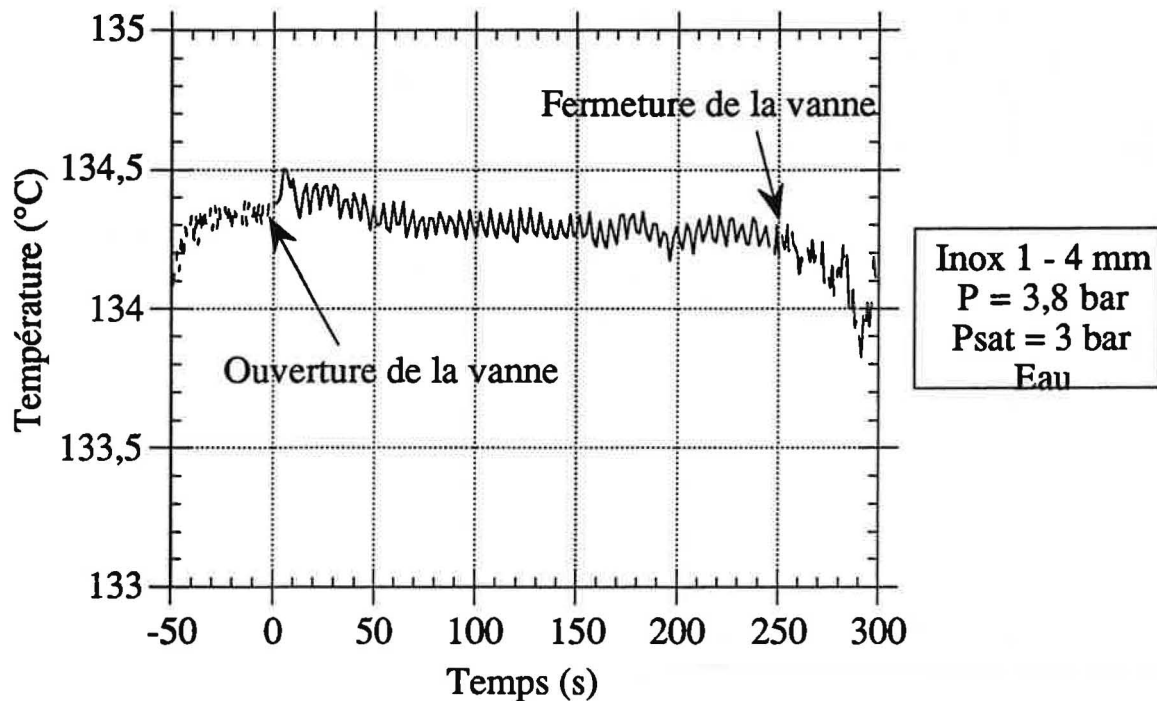


Fig. III.1.2. Evolution de la température à l'entrée de la conduite au cours du temps

La température avant et pendant un essai est très stable ($\pm 0,15^\circ\text{C}$). On note cependant une hausse à l'ouverture de la vanne ($t = 0$) de 0,1 à 0,2°C. Cette température revient ensuite vers sa valeur avant l'ouverture de la vanne principale.

A la fermeture, la température diminue notablement (0,4 °C), ce que nous n'expliquons pas vraiment, mais qui ne perturbe pas l'expérience. Cela peut être du au point froid que constitue la vanne principale ou parce que nous n'avons plus de circulation. Le bruit sur la mesure de la température est de $\pm 0,05^\circ\text{C}$.

En conclusion, la valeur de la température au cours d'un essai est stable à $\pm 0,15^\circ\text{C}$.

L'évolution des autres valeurs de la température dans le réservoir est donnée sur la figure suivante.

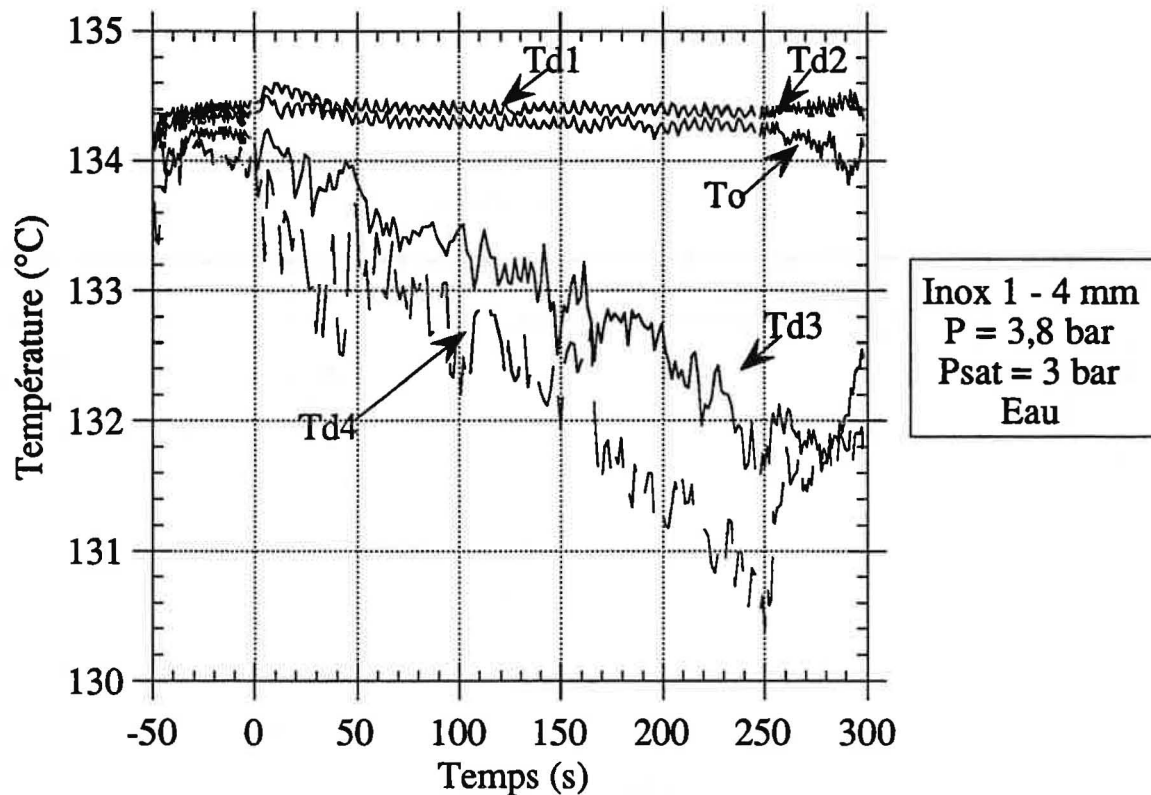


Fig. III.1.3. Evolution des températures à différents niveaux dans le réservoir d'essai au cours du temps

Avant l'ouverture, l'homogénéité des températures est réalisée à 0,4 °C. Les plus froides sont celles qui sont situées dans la phase gazeuse (Td3 et Td4).

Les températures à 0,32 m et 1,6 m au-dessus de l'axe de la conduite (Td1 et Td2) sont pratiquement identiques. Elles sont légèrement supérieures à To (de 0,1 à 0,2 °C), probablement parce que la vanne principale, bien que soigneusement calorifugée, constitue un point froid.

A cours de l'essai, l'injection d'azote froid refroidit le ciel gazeux (Td3 et Td4), mais cela n'a pas de conséquences sur la température du liquide (To, Td1, et Td2).

En conclusion, les conditions (pression, température) dans le réservoir à l'entrée de la conduite sont suffisamment stables au cours du temps pour justifier l'hypothèse d'un écoulement quasi-stationnaire.

Maintenant que nous connaissons comment se comporte notre réservoir, nous allons nous intéresser à ce qui se passe dans la conduite.

III.1.1.2. Evolution des mesures dans la conduite

Les grandeurs mesurées dans la conduite sont la pression et la température. Nous allons nous focaliser sur leurs évolutions au cours du temps.

Pour la pression, nous obtenons la courbe suivante.

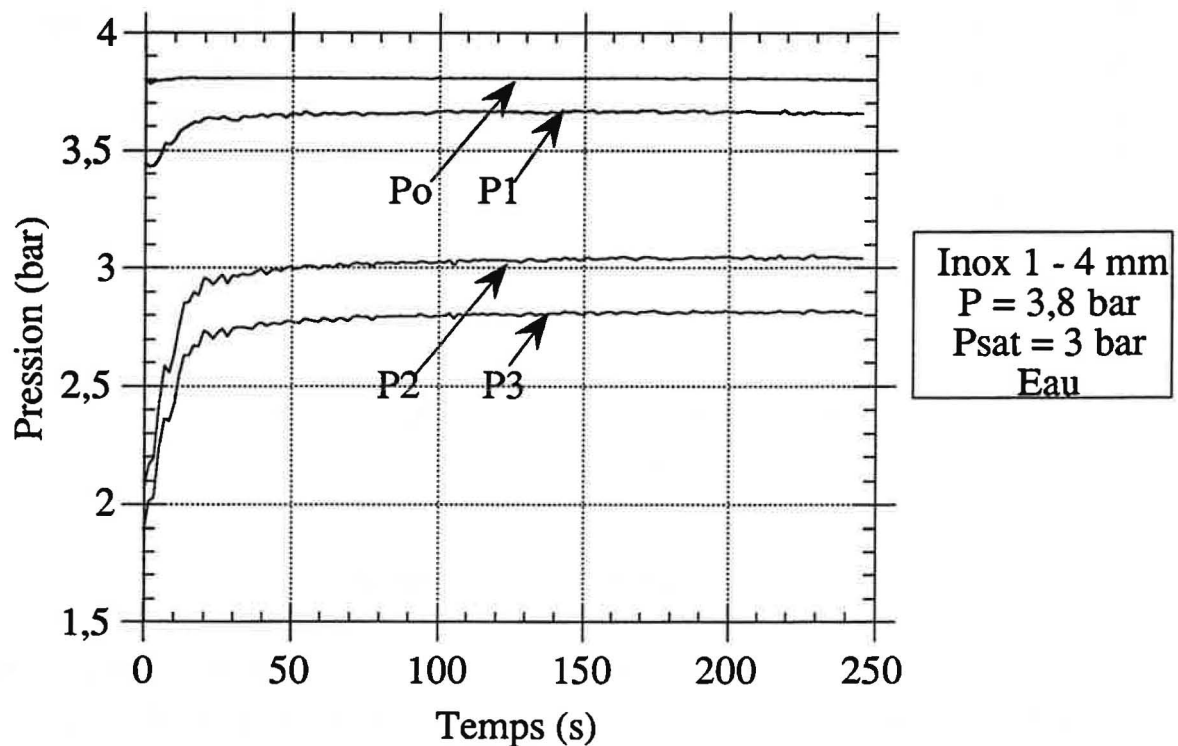


Fig. III.1.4. Evolution de la pression en conduite au cours du temps.

On s'aperçoit que toutes les valeurs mesurées ne convergent pas immédiatement vers une valeur stable, mais qu'il leur faut un certain temps avant d'y parvenir. Le temps de réponse est voisin de 20 s. Toutefois, la valeur atteinte à ce moment là n'est pas encore complètement stable. Le temps pour obtenir la stabilisation totale est :

- nul pour Po (capteur de pression situé dans la colonne)
- 50 s pour P1 (capteur de pression à $z = 35$ mm)
- 100 s pour P2 (capteur de pression à $z = 435$ mm)
- 150 s pour P3 (capteur de pression à $z = 518$ mm).

On remarque que ce temps est d'autant plus important que le capteur est proche de la sortie de conduite. Ce phénomène secondaire est donc dû à une évolution de l'écoulement plutôt qu'aux capteurs. Pour nous en affranchir, il est donc souhaitable que nos expériences durent 3 minutes.

En ce qui concerne la température, nous obtenons la courbe suivante.

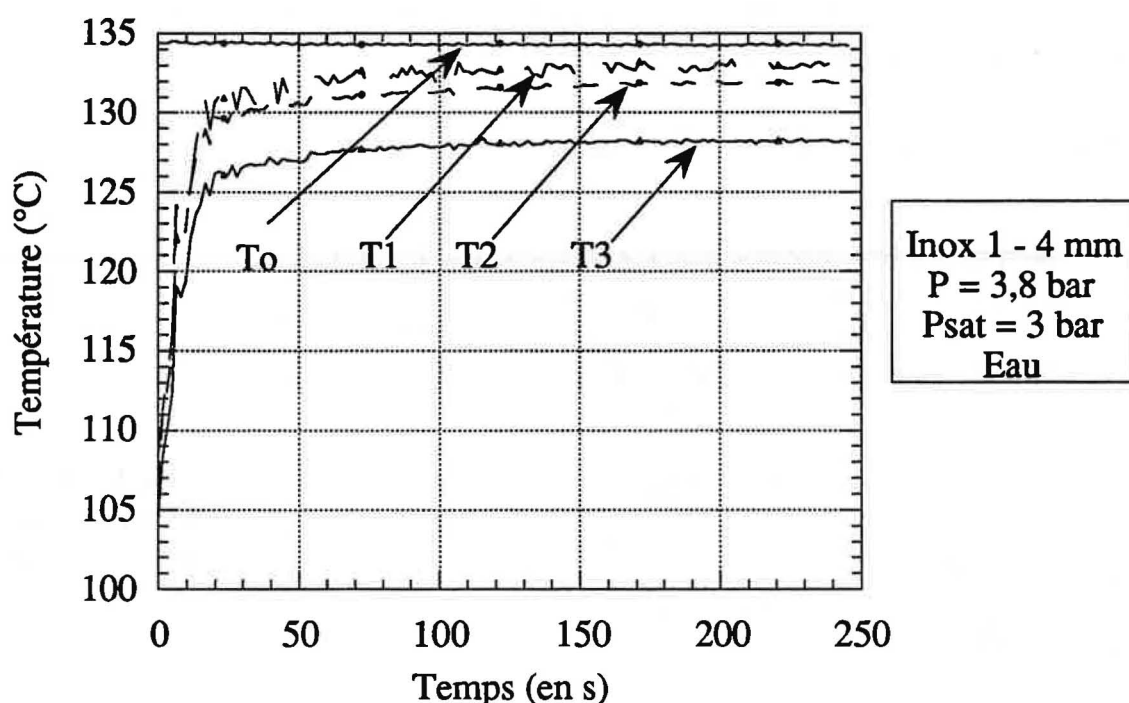


Fig. III.1.5. Evolution de la température en conduite.

Comme pour la pression, la température a besoin d'un temps de stabilisation de l'ordre de 150 à 200 secondes pour tous les thermocouples situés dans la conduite. Il semble donc que notre conduite soit très longue pour se mettre en état d'équilibre stable.

Les mesures de températures ci-dessus ont été obtenues avec des thermocouples placés au centre de la conduite, et qui donc perturbe l'écoulement. Pour éviter cet écueil, nous avons tenté de les placer en position affleurante, mais le temps de réponse est alors devenu prohibitif (~ 200 s). De plus, aux incertitudes de mesure près, la température mesurée est égale à la température de saturation déduite des mesures de pression. Nous avons donc finalement préféré abandonner les mesures de température dans la conduite.

Maintenant, nous connaissons comment évoluent la pression et la température en conduite durant un essai. Nous constatons que les grandeurs mesurées sont compatibles avec les précisions retenues (sauf la température en conduite qui est inexploitable). Nous allons maintenant nous intéresser au protocole expérimental.

III.1.2. MISE AU POINT DU PROTOCOLE EXPERIMENTAL

Lorsque nous avons voulu calculer le flux massique G , il nous a fallu tracer l'évolution de la masse au cours du temps.

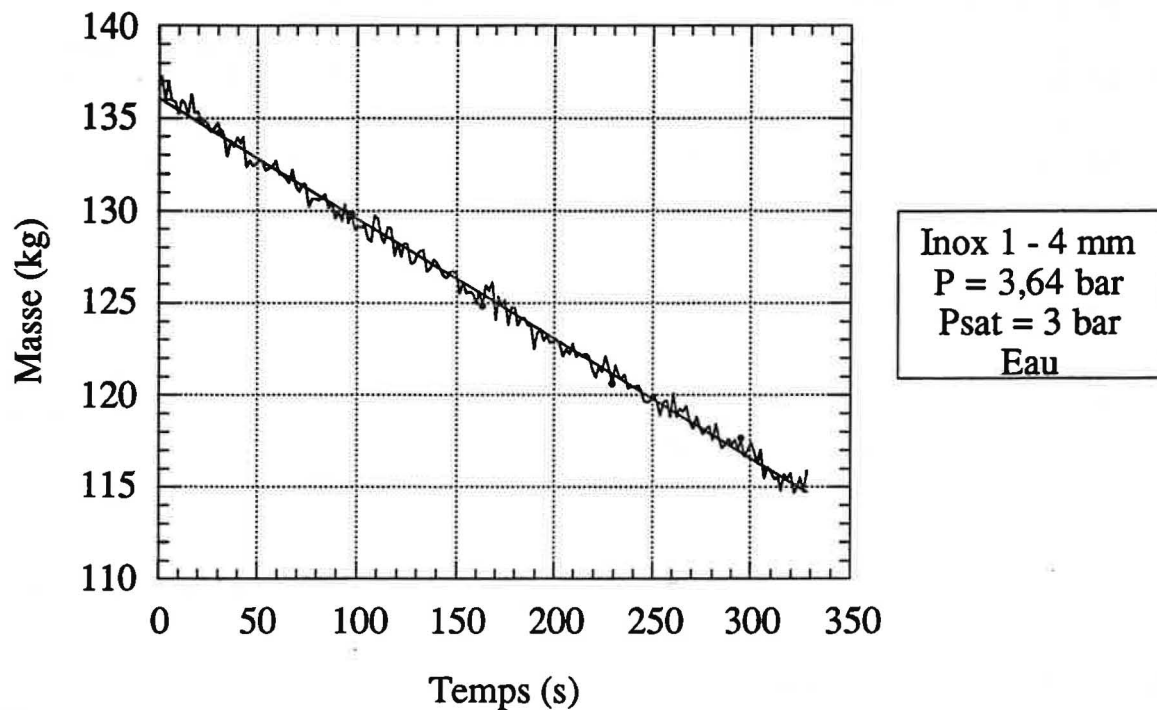


Fig. III.1.6. Evolution de la masse au cours du temps lors de la vidange de notre réservoir (chaudière allumée).

Nous avons alors constaté un bruit important sur la mesure, qui nous pénalisait pour la détermination de la valeur du débit. Nous avons testé alors différentes possibilités pour connaître l'origine de ce bruit. Lorsque nous avons arrêté la chaudière, nous avons obtenu la courbe suivante:

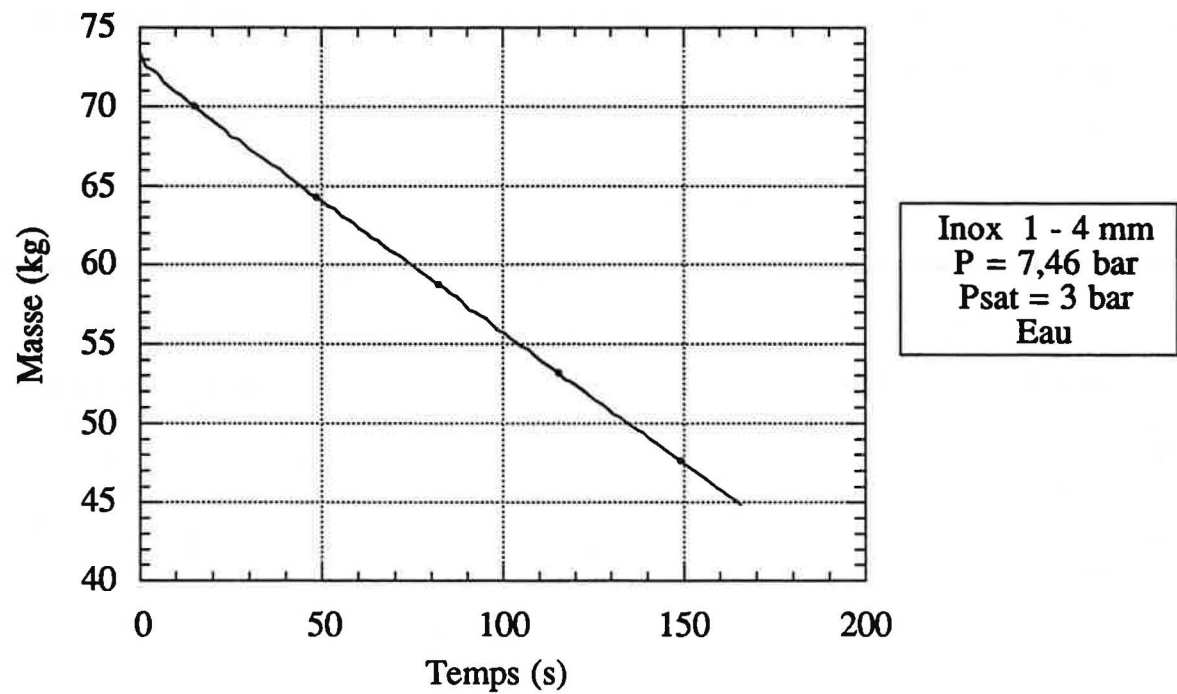


Fig. III.1.7. Evolution de la masse au cours du temps lors de la vidange de notre réservoir (chaudière éteinte).

Le bruit a presque disparu. Nous retrouvons le même phénomène sur chacun des capteurs de pression différentielle qui servent à mesurer le débit.

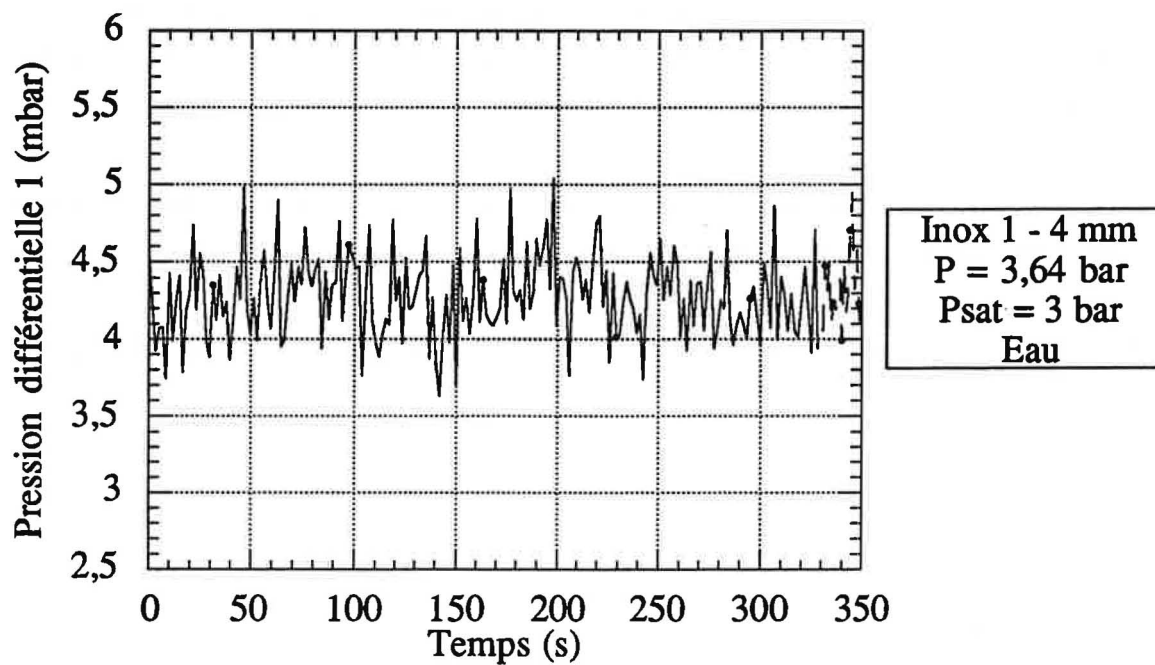


Fig. III.1.8. Evolution d'un capteur différentiel durant un essai (chaudière allumée).

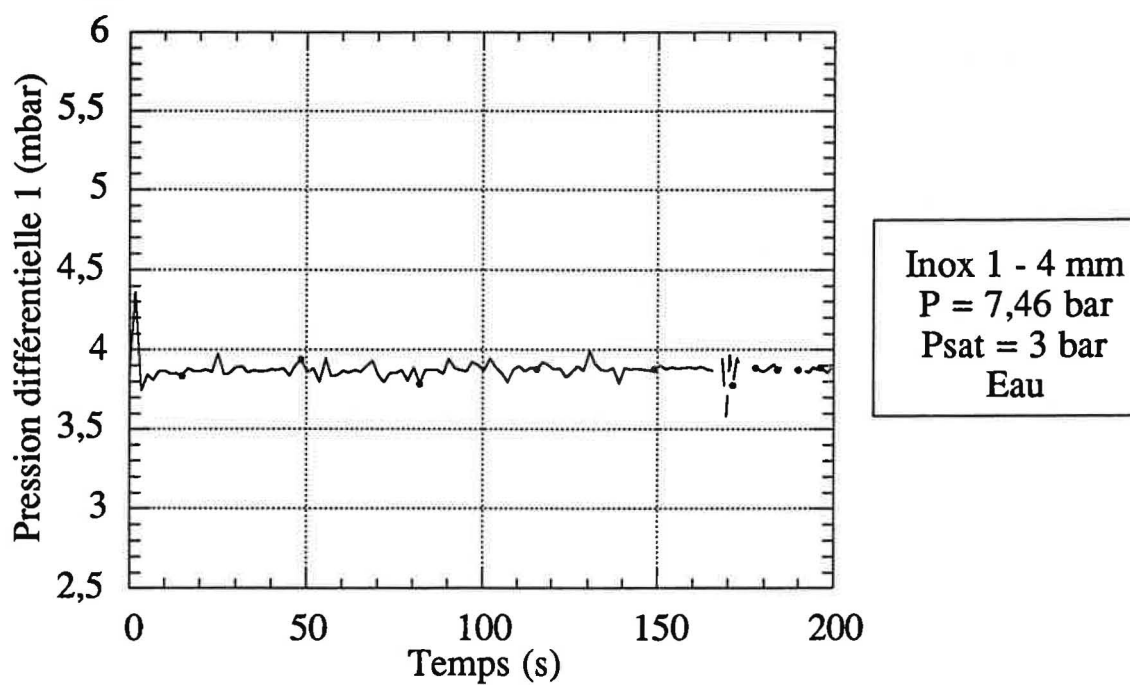


Fig. III.1.9. Evolution d'un capteur différentiel durant un essai (chaudière éteinte).

En effet, comme nous pouvons le voir sur les figures III.1.8 et III.1.9, le bruit est important en laissant la chaudière fonctionner (de l'ordre de 1,4 mbar), alors qu'il est inférieur à 0,2 mbar si elle est éteinte. Pour expliquer ce phénomène, nous mettons en avant l'hypothèse que l'huile thermique de la chaudière en circulant, fait vibrer les branches des capteurs de pression différentielle.

Le fait d'arrêter la chaudière améliore la précision sur le débit, mais il ne faut pas que cela détériore la stabilité de la température du réservoir.

Nous avons alors observé l'évolution de la température selon que la chaudière est allumée ou non.

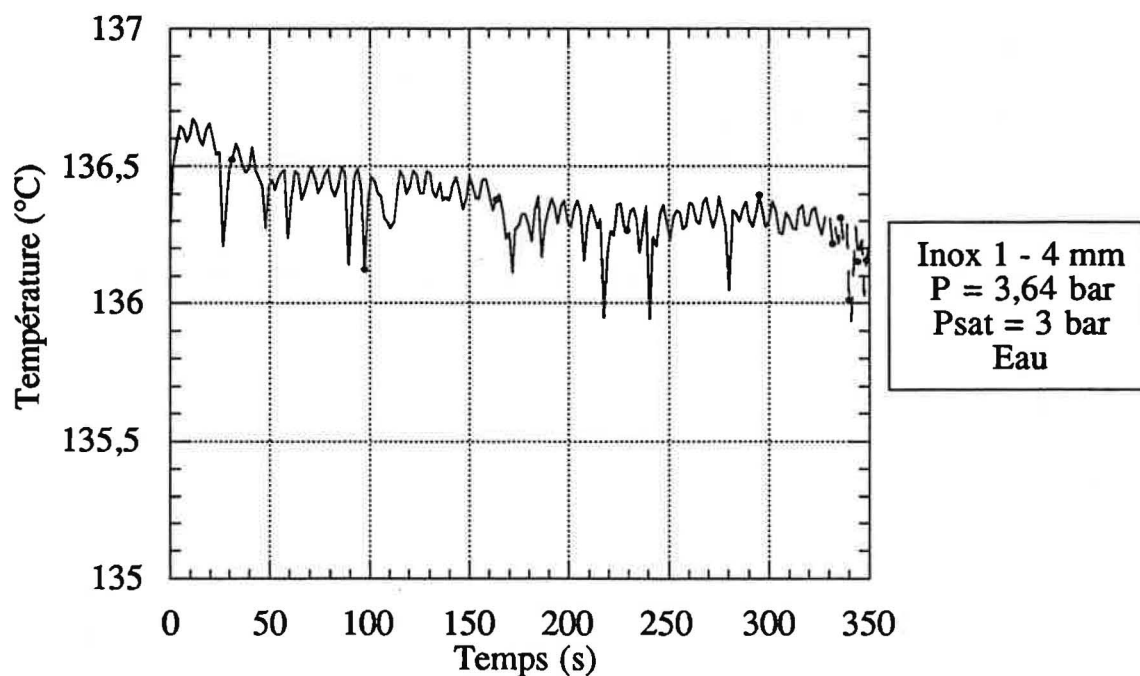


Fig. III.1.10. Evolution de la température à l'entrée de la conduite durant un essai (chaudière allumée)

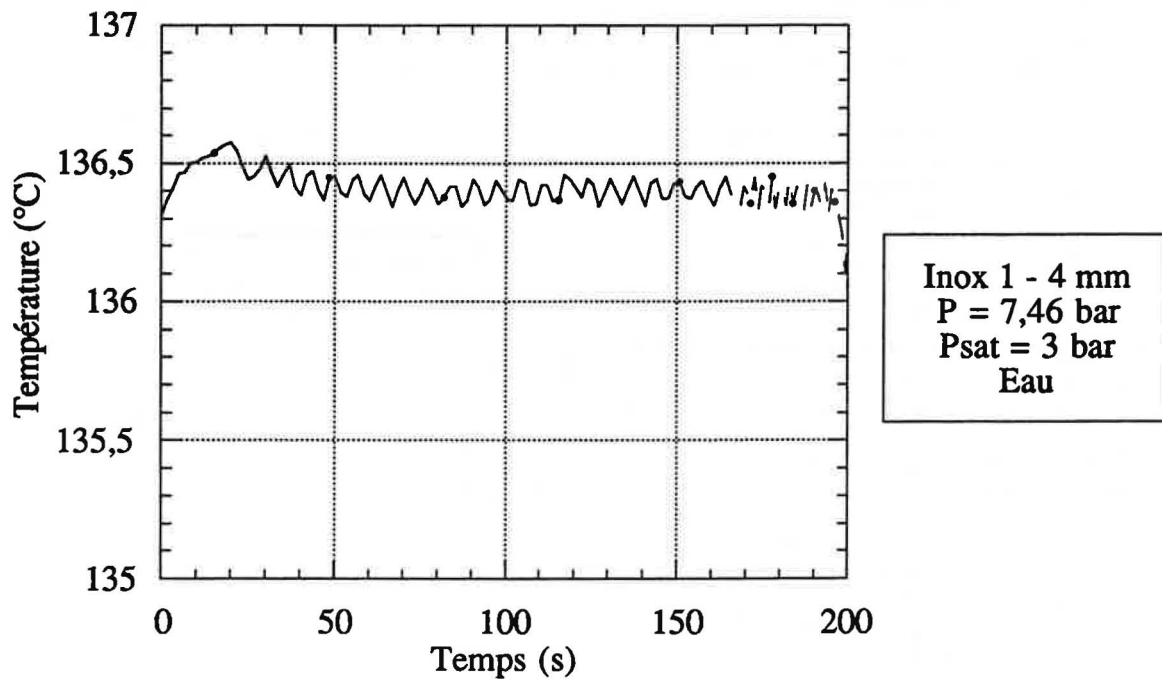


Fig. III.1.11. Evolution de la température à l'entrée de la conduite durant un essai (chaudière éteinte)

Après une période de perturbation liée à l'ouverture de la vanne principale, nous constatons que la température est stable dans le liquide que la chaudière soit allumée ou arrêtée, même si on introduit beaucoup d'azote. Le fait de laisser ou non fonctionner la chaudière durant un essai ne perturbe pas l'équilibre thermodynamique dans le réservoir.

En conclusion, il n'y a que des avantages (meilleure précision sur le débit) à arrêter la chaudière durant un essai.

En conséquence, le protocole retenu est le suivant:

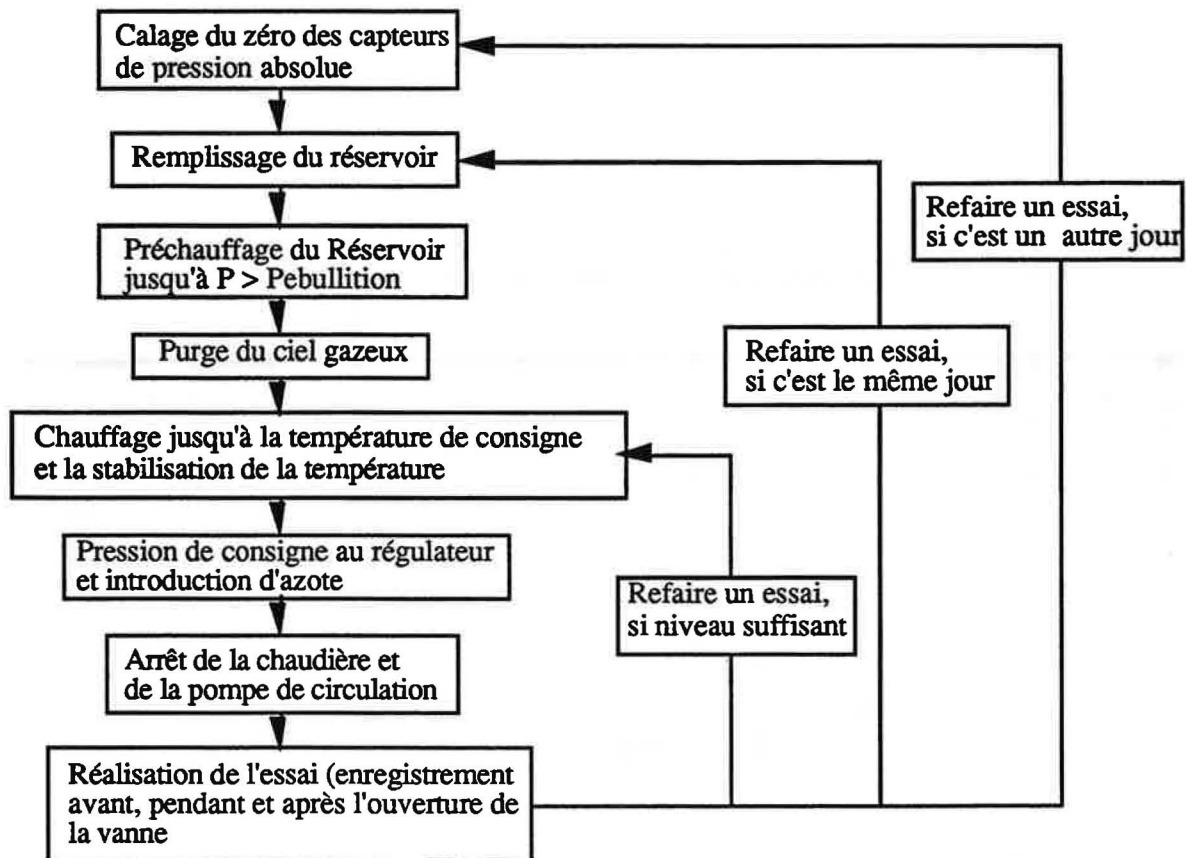


Fig. III.1.12. Protocole expérimental retenu

III.1.3. REPRODUCTIBILITE

Une bonne reproductibilité de nos essais est indispensable pour pouvoir exploiter nos résultats. Nous comparons dans le tableau ci-dessous cinq essais à même consigne de température soit 135 °C et de pression soit 4,15 bar.

	A	B	C	D	E
Pression (Bar)	4,153	4,163	4,163	4,165	4,175
Flux massique (kg/m ² s)	6466	6597	6635	6533	6562

La valeur moyenne de ces débits est de 6559 kg/m²s.

L'écart maximum obtenu est de : 6635 - 6466 = 169 kg/m²s, soit une erreur de 169/6559 = 2,6 % soit encore $\pm 1,3\%$.

La reproductibilité de nos essais est donc de $\pm 1,3\%$ en flux massique. Il nous faut maintenant déterminer l'erreur de mesure. Nous avons vu que l'erreur peut être de ± 71 mbar sur la pression et de $\pm 0,20^\circ\text{C}$ sur la température (ce qui correspond à 20 mbar). L'incertitude de l'état thermodynamique peut être alors de ± 91 mbar (pour de l'eau à 140°C et un écart de $0,2^\circ\text{C}$ correspondant à une variation de 20 mbar).

Ce qui nous intéresse, c'est de retranscrire en flux massique, l'erreur en pression. Sachant que le flux massique est une fonction de la racine de la pression, on peut écrire:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{2} \frac{\Delta P}{P}$$

avec : $\Delta P = 0,091$ bar

$P = 4,16$ bar,

il vient : $\frac{\Delta G}{G} = \pm 1,1 \%$

En ce qui concerne la détermination du flux massique, seul 1 % de l'erreur totale peut être due à la reproductibilité des essais, les autres incertitudes étant liées à des erreurs systématiques (volume du réservoir d'essai, section de la conduite, pente des capteurs de pression différentielle).

On obtient donc une erreur sur le flux massique de $\pm 2,1\%$.

Nous pouvons donc dire que nous avons une bonne reproductibilité de nos résultats.

III.1.4. ECOULEMENTS PUREMENT LIQUIDES ($T < T_{eb}$)

Pour confronter les modèles à nos résultats expérimentaux, nous avons besoin de connaître la rugosité équivalente ϵ de nos conduites. Nous la déterminerons à partir d'expériences effectuées en liquide.

Pour chaque conduite, nous avons réalisé un essai avec de l'eau à 90°C environ et une pression de 10 bar, et une dizaine d'autres à 20°C à une pression variable (de 1,5 à 10 bar).

Nous avons choisi 90°C comme référence pour calculer la valeur du coefficient de frottement linéique λ et du coefficient de perte de charge singulière à l'entrée ξ (s'il y a lieu). Ce choix permet de travailler avec un nombre de Reynolds proche de celui que nous observons lors de nos essais en sous saturé.

Lors de ces expériences en eau froide, nous avons détecté un certain nombre de problèmes. A partir de ces constatations, nous en avons déduit une méthode de calcul pour la détermination de la rugosité du tube.

III.1.4.1. Problèmes détectés

Les pressions mesurées dans les diverses conduites lors des essais avec de l'eau à 90°C sont présentées dans les figures III.1.13 et A5 à A7 (annexe B).

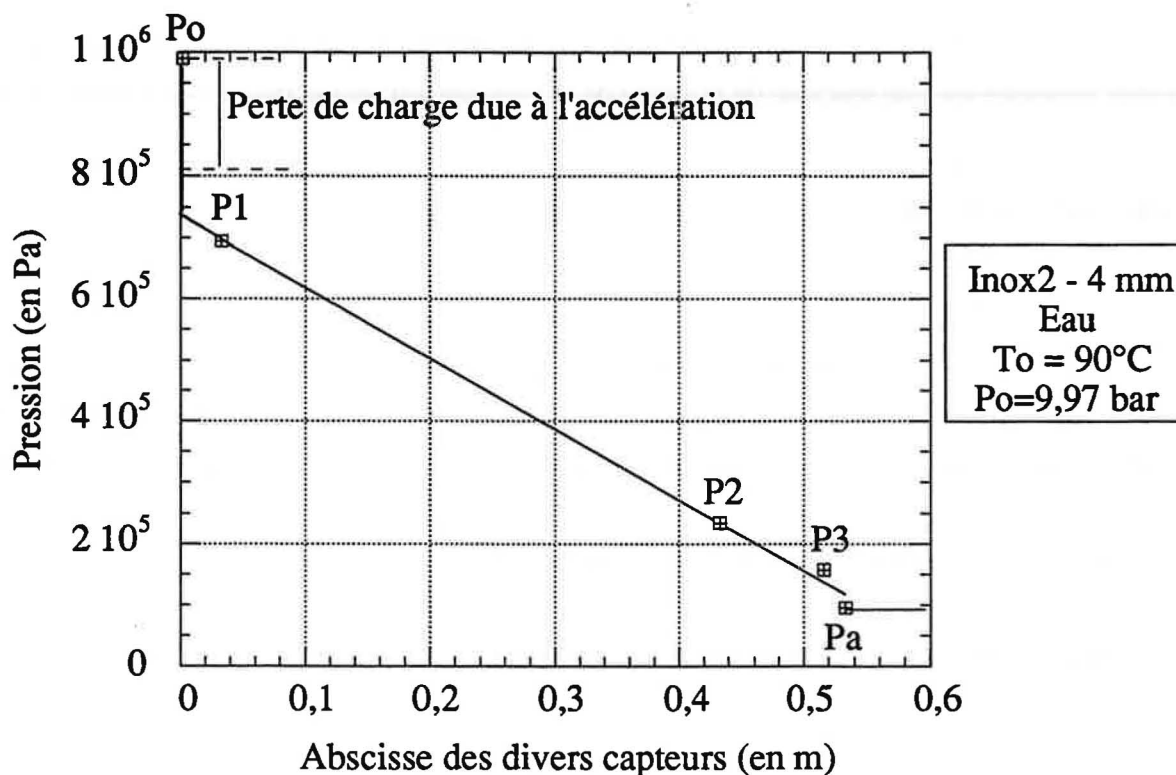


Fig. III.1.13. Profil des pressions le long de la conduite inox2 - 4mm pour de l'eau lors d'un essai à 90°C

On y constate les anomalies suivantes:

- 1- mauvaise linéarité des pressions mesurées en conduite (supérieure à l'incertitude due aux capteurs) entre elles et avec la pression atmosphérique,
- 2- dernière pression mesurée sur le tube en cuivre de 4 mm intérieur inférieure à la pression atmosphérique,
- 3- la chute de pression à l'entrée est supérieure au gain d'énergie cinétique.

L'explication à la mauvaise linéarité qui nous paraît la plus plausible est la suivante : notre tube a subi des transformations (perçage, soudure...) pour permettre le montage des capteurs de pression et de température, qui font que la pression qui est transmise au capteur n'est pas égale à la pression statique que nous voulons mesurer.

Cette hypothèse est étayée par des essais réalisés en obturant l'extrémité aval du tube pour une pression de 10 bar absolue. Les pressions indiquées par les trois capteurs sur la conduite (P1, P2, P3) et le capteur dans la colonne sont identiques à ± 20 mbar près.

Suivant les différentes conduites, nous avons obtenu un écart à la droite de régression linéaire :

	Inox1 - 4 mm	Inox1 - 8 mm	Cuivre - 4 mm	Inox2 - 4 mm
Ecart à la droite maxi	580 mbar	200 mbar	960 mbar	210 mbar

Les écarts observés sont très importants, de trois à quatorze fois l'incertitude de mesure due aux seuls capteurs.

Le même phénomène explique aussi la seconde anomalie (voir figure B3 en annexe B): si le capteur P2 observe une pression erronée de 1 bar environ, il est fort possible que l'erreur au niveau du capteur P3 atteigne 0,6 bar.

La chute de pression à l'entrée est ensuite estimée en comparant P_o et l'ordonnée à l'origine de la droite de régression obtenue à partir de P1, P2, P3 et P_a . Ces points étant erronés, la droite l'est aussi, ce qui introduit artificiellement une perte de charge singulière à l'entrée, expliquant partiellement la troisième anomalie. Mais il semble bien que l'erreur sur la droite n'est pas suffisante pour expliquer toute la chute de pression à l'entrée. En dépit de l'arrondi à l'entrée réalisé pour l'éviter, nous sommes probablement en présence d'une perte de charge singulière. Elle peut être due au mauvais raccordement de notre tube sur la bride. En effet, la canalisation est vissée dans la bride, et elle peut donc avoir son axe légèrement décalé (cf. figure II.2.1).

Globalement, nous pouvons dire que la technique de montage de nos tubes est défectueuse, et qu'il en résulte une altération importante des mesures de pressions dans la conduite (voir tableau précédent). Cette erreur de mesure explique pour l'essentiel les trois problèmes rencontrés.

Elle va malheureusement détériorer la détermination de la rugosité équivalente de chaque conduite (voir paragraphe suivant III.1.4.2) et surtout limiter les possibilités d'exploitation des profils de pression en sous saturé. Pour ce dernier usage, nous pouvons d'ores et déjà éliminer la conduite inox1 - 4mm et la conduite cuivre, pour lesquels les erreurs de mesure sont substantielles.

III.1.4.2 Méthode de calcul de la rugosité des divers tubes utilisés

On va exposer la méthode de calcul de la rugosité ϵ des conduites et de leurs pertes de charge singulières ξ .

Nous nous servons des essais à 90°C pour déterminer ces paramètres. Pour calculer la rugosité, nous avons besoin de connaître le coefficient de perte de charge linéique ou régulière λ .

Pour cela, nous calculons la pente dP/dz de la droite de régression linéaire évoquée au paragraphe précédent (voir figure III.1.13 et annexe page A5 à A7). Nous obtenons λ par :

$$\lambda = \frac{dP}{dz} \frac{2D}{\rho G^2}$$

Nous calculons alors la perte de charge singulière à l'entrée par :

$$\xi = \frac{2}{\rho G^2} \left(P_o - P_a - \lambda \frac{L}{2D} \rho G^2 \right)$$

Remarque: Pour le tube en cuivre, les mesures de la pression en conduite étaient trop mauvaises ce qui conduisait à une valeur de λ trop faible. Nous avons pris $\xi = 0$ et calculé λ tel que:

$$\lambda = \frac{D}{L} \left(\frac{2(P_o - P_a)}{\rho G^2} - 1 \right)$$

Connaissant λ , on obtient la valeur de la rugosité ϵ à l'aide de la relation de Colebrook :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1,14 - 2 \log_{10} \left(\frac{\epsilon}{D} + \frac{9,22}{Re \sqrt{\lambda}} \right)$$

On obtient alors pour les différents tubes les valeurs suivantes:

	Inox 2 - 4 mm - Eau	Inox 1 - 4 mm - Eau	Inox 1 - 8 mm - Eau	Cuivre - 4 mm - Eau
P _o (bar)	9,972	9,98	3,88	9,98
P _a (bar)	0,963	0,954	0,947	0,960
T (K)	362,3	365,80	355,95	361,15
G (kg/m ² s)	18900	15400	15100	18900
Re	240000	202000	354000	236000
λ	2,51 10 ⁻²	3,98 10 ⁻²	1,90 10 ⁻²	2,90 10 ⁻²
ξ	0,54	1,07	0,22	0
ϵ	9,3 10 ⁻⁶	4,5 10 ⁻⁵	5,4 10 ⁻⁶	1,6 10 ⁻⁵

Un certain nombre d'éléments qui apparaissent dans ce tableau sont surprenants.

Ainsi, la rugosité équivalente calculée pour la conduite en cuivre ($16\text{ }\mu\text{m}$) est supérieure à ce qu'on pourrait attendre. Une vérification sur un échantillon de ce tube avec un rugosimètre fait effectivement apparaître des aspérités largement inférieures à $1\text{ }\mu\text{m}$. La méthode de calcul a probablement transformé une perte de charge singulière en rugosité équivalente.

De même, les deux conduites inox1 - 4 mm et inox2 - 4 mm ont été réalisées à partir du même tube et devraient présenter la même rugosité. Le rugosimètre indique des aspérités de l'ordre de $10\text{ }\mu\text{m}$. La valeur de $450\text{ }\mu\text{m}$ évaluée pour la conduite inox1 - 4 mm est donc bien loin de la réalité. Cette anomalie s'explique partiellement par le fait que cette conduite était pourvue de thermocouples intrusifs (diamètre de 1 mm dans une conduite de 4 mm). La présence de ces thermocouples introduit des chutes de pression localisées que la méthode de calcul transforme de nouveau en partie en rugosité équivalente.

Nous nous servons donc le moins possible de ces deux conduites (inox1 - 4 mm et cuivre 4 mm) dans la suite de ce travail.

Pour vérifier si les problèmes qui viennent d'être évoqués ont une influence importante dans l'évaluation du flux massique, nous avons confronté modèle et expérience pour des écoulements d'eau à 20°C .

On trace alors, en fonction de la pression, le débit expérimental et celui calculé. Si les points se confondent avec les mesures aux erreurs d'incertitude près, alors nous pouvons dire que nous avons une bonne détermination de la valeur de la rugosité ϵ et de la perte de charge singulière ξ (cf. figure III.1.14. : cas de la conduite inox2 - 4mm pour de l'eau).

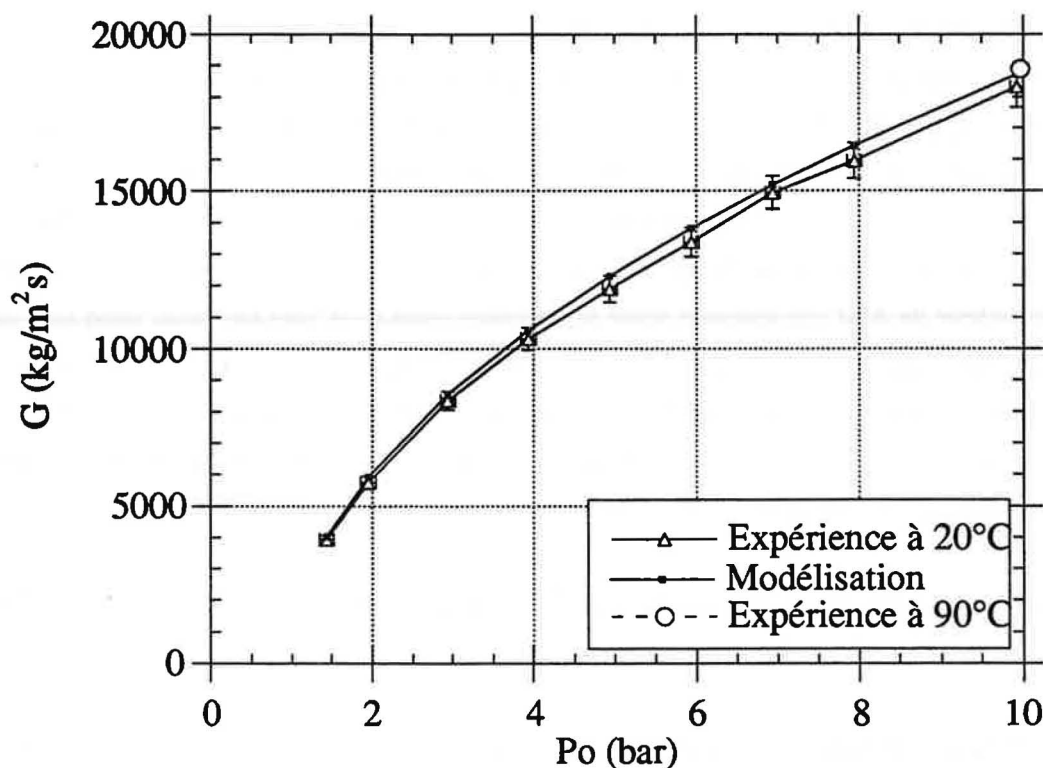


Fig. III.1.14. Comparaison entre le flux massique expérimental à 20°C et celui estimé par Bernoulli à partir d'un essai à 90°C, pour un tube inox2 - 4mm, avec de l'eau.

Pour une raison de clarté, nous n'avons pas exposé toutes les courbes (voir annexe B). Pour les conduites inox2, inox1 (4 et 8 mm), les flux massique expérimentaux et calculés se confondent aux erreurs d'incertitude près. Par contre pour le cuivre, le flux massique théorique est différent du flux expérimental en deux points de la courbe (à 4 et 5 bar absolu).

Pour toutes les canalisations, nous obtenons les erreurs suivantes entre le flux massique expérimental et le flux massique calculé :

	Inox 2 - 4 mm - Eau	Inox 2 - 4 mm - R11	Inox 1 - 4 mm - Eau	Inox 1 - 8 mm - Eau	Cuivre - 4 mm - Eau
Ecart entre l'expérience à 20 °C et le calcul (Gexp - Gcalc)/ Gexp	± 3,5 %	± 4,2 %	± 3 %	± 2 %	± 5,5 %

De ce qui précède, nous pouvons conclure que la mesure des pressions dans nos conduites constitue le point faible de nos expériences. Il en résulte une incertitude importante dans la détermination du coefficient de perte de charge singulière ξ et de la rugosité équivalente ϵ . Ceci entraîne donc une erreur dans la prévision du flux massique en écoulement liquide. Heureusement cette erreur reste inférieure à l'incertitude de mesure sur G et sur P (sauf dans le cas de la conduite en cuivre). Le même phénomène se produira lorsque nous utiliserons des modèles d'écoulement diphasique avec les mêmes valeurs de ξ et ϵ .

Les conduites inox2 - 4 mm et inox1 - 8 mm sont celles qui présentent la plus faible perte de charge singulière, la plus faible rugosité calculée (qui de plus est voisine de la rugosité mesurée), et celles pour lesquelles la mesure du profil de pression est la moins erronée. C'est donc avec celles ci que la confrontation modèle - expérience sera la plus facile et la plus justifiée. Les résultats obtenus avec la conduite inox1 - 8 mm sont peu nombreux car aux débits atteints avec cette conduite la boucle de régulation de pression ne pouvait jouer son rôle efficacement.

Nous présenterons toutefois les résultats obtenus avec les autres canalisations. Cela nous permettra de confronter nos résultats à ceux de la littérature (voir paragraphe III.2) et de vérifier dans quelles limites les modèles étudiés permettent de prévoir les caractéristiques des écoulements dans des conduites qui s'éloignent de la situation idéale (ce qui correspond à une préoccupation importante des utilisateurs industriels de ces modèles).

III.1.5. ECOULEMENT CRITIQUE

Pour le R11, nous avons relié la conduite d'essai au réservoir aval.

Durant une expérience, nous avons contrôlé avant, pendant et après une vidange que la pression dans le cuve restait constante à l'aide d'un manomètre.

Nous avons effectué à faible écart à la saturation ($\Delta P = 0,75$ bar) et à fort écart à la saturation ($\Delta P = 6$ bar), pour une pression de saturation de 4 bar, des essais avec différentes pressions dans le réservoir aval (1, 2 et 3 bar).

Nous obtenons quel que soit la pression régnant dans la cuve aval (1, 2 ou 3 bar), le même profil de pression en conduite et le même flux massique ($7900 \text{ kg/m}^2\text{s}$ à faible écart et $18800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ à fort écart).

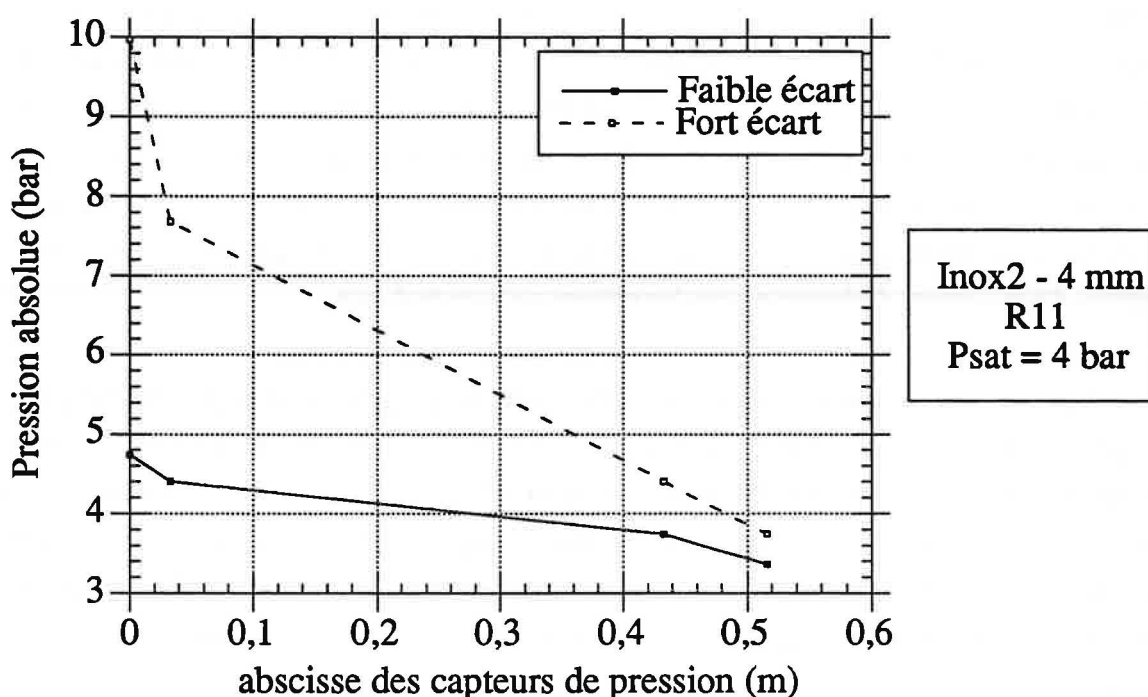


Fig. III.1.15 Profil de pression en conduite à fort et faible écart à la saturation pour différentes pression dans le réservoir aval.

Nous avons vu que si nous diminuons la pression dans le réservoir aval de 3 à 1 bar alors que les conditions à l'entrée restait stable, le flux massique restait constant au lieu d'augmenter. Nous pouvons dire que notre écoulement est critique, puisque les conditions en aval ne jouent plus de rôle sur la détermination du flux critique.

Nous avons vérifié ce résultat en deux points extrêmes (faible et fort écart à la saturation), nous supposons donc que l'écoulement est critique entre ces deux bornes. Des essais en saturation montre le même phénomène. L'écoulement est donc critique sur tout le domaine d'écart à la saturation que nous avons utilisé.

De plus, nous pouvons dire que le réservoir aval est donc bien dimensionné, puisqu'il ne perturbe pas les mesures.

Pour l'eau, nous n'avons pas pu faire la même vérification, néanmoins nous supposons que l'écoulement est critique (au moins pour les essais effectués à une pression de saturation de 4 bar).

Nous pouvons maintenant aborder la présentation des expériences systématiques.

III.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I (bibliographie), il existe deux moyens de se déplacer pour créer des écarts à la saturation, soit suivant une isotherme comme Uchida et Nariai (1966), soit suivant une isobare comme Kevorkov et al (1977). Nous avons réalisé des essais selon les deux méthodes, mais nous avons surtout développé celle de Uchida et Nariai (1966), car c'est elle qui permettait de réaliser davantage d'essais dans une journée (3 ou 4 environ).

Nous allons tout d'abord montrer l'allure de nos courbes expérimentales, que nous comparerons ensuite avec celle de Uchida et Nariai (1966). C'est cette confrontation qui nous a amènera à essayer plusieurs conduites. Nous testerons également un autre paramètre : la nature du fluide.

III.2.1. DEBIT EN FONCTION DE LA PRESSION

Nous avons effectué des écoulements d'eau sous saturé selon une isotherme dans le but de confronter nos expériences avec celles de Uchida et Nariai (1966).

Sur la figure III.2.1., nous avons tracé l'évolution du débit en fonction de la pression totale (pression de vapeur saturante + écart à la saturation).

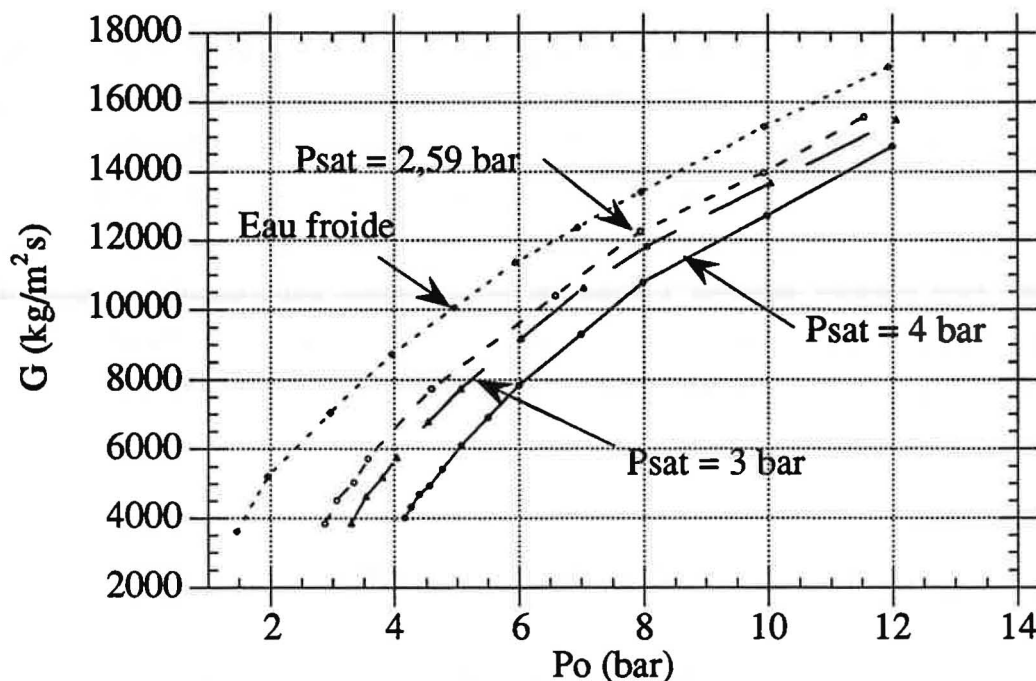


Fig. III.2.1. Evolution du flux massique en fonction de la pression totale, pour différentes valeurs de la température de saturation en amont de la conduite d'essai.

Sur ce graphique figure la courbe du flux massique d'eau froide (à 20 °C) à différentes pressions, et les trois courbes d'écart à la saturation, correspondant aux températures de saturation suivantes: 143,6°C (soit 4 bar de Pression de vapeur), 133,5°C (soit $P_{sat} = 3 \text{ bar}$) et de 128,7°C (soit $P_{sat} = 2,59 \text{ bar}$). Notre plage d'écart à la saturation se situe donc entre 0,16 et 9 bar. La pression totale maximale atteinte est de 12 bar absolu.

Nous allons maintenant dégager les informations apportées par ces courbes:

- on remarque que la dispersion des points est faible.

En effet, l'erreur de mesure sur le flux massique est de l'ordre de $\pm 3,5 \%$, mais sur la reproductibilité des résultats, cette erreur est ramenée à $\pm 1 \%$, ce qui est très faible.

On a comptabilisé une erreur totale (capteur de pression et de température) sur l'axe des abscisses de 91 mbar. Cette erreur de 91 mbar est faible vu le domaine étudié.

L'erreur due à la mesure du flux massique et de l'écart à la saturation est donc faible sur notre installation, ce qui nous permet d'obtenir des courbes régulières.

- Les courbes en sous refroidi à fort écart à la saturation et celle de l'eau froide ont tendance à être pratiquement congruentes. Ce phénomène pourra être expliqué lors de la modélisation de cette partie de l'écoulement (voir chapitre IV.1).

Nous avons alors confronté nos résultats avec ceux de Uchida et Nariai (1966).

III.2.2. COMPARAISON AVEC LA LITTÉRATURE

Uchida et Nariai (1966) ont réalisé des essais pour trois états thermodynamiques:

- eau liquide à température ambiante (noté eau froide),
- eau saturée,
- eau sous refroidie à une pression de saturation de 4 bar.

Pour chaque cas, ils ont tracé une courbe du flux massique en fonction de la pression. Nous avons reporté nos propres points sur leur graphique. Nous avons tout d'abord effectué une comparaison entre ces points expérimentaux et les nôtres, puis nous avons tenté d'apporter des réponses à la différence de comportement observé.

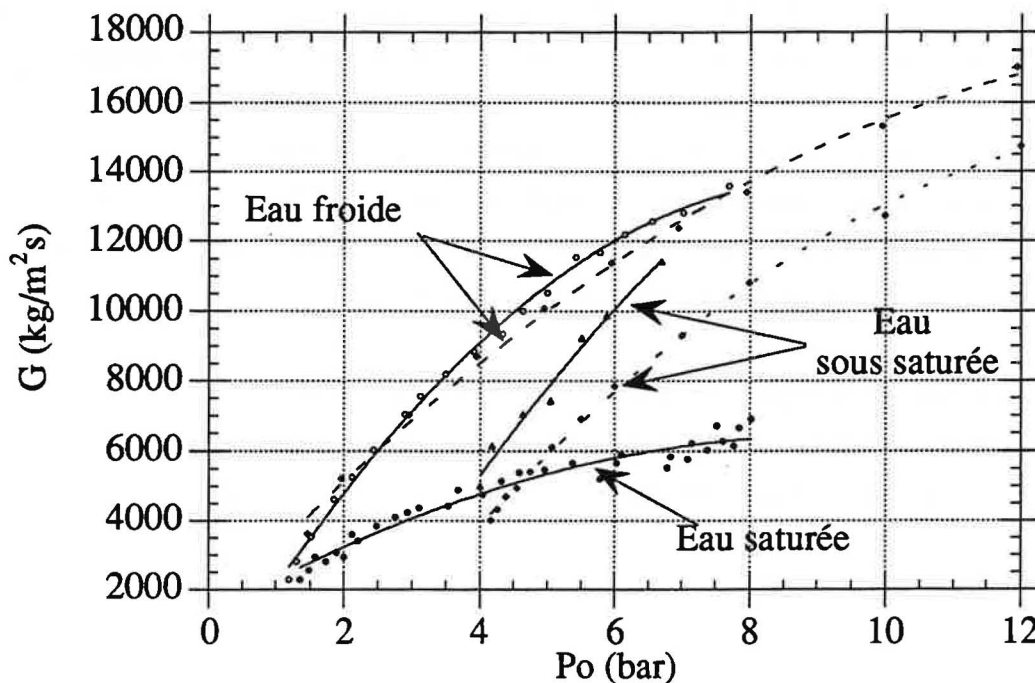


Fig. III.2.2. Comparaison entre nos points expérimentaux (inox1 - 4 mm) et ceux de Uchida et Nariai (1966).

Légende : trait plein : résultats de Uchida et Nariai : trait pointillé : nos résultats.

En ce qui concerne le flux massique d'eau froide, on remarque que les courbes formées à partir des points de Uchida et les nôtres se croisent. L'écart est de 5% maximum entre les deux courbes. Elles ont aussi une pente légèrement différente.

Nos points expérimentaux en eau saturée sont nettement en dessous de ceux de Uchida et Nariai (1966). Uchida et Nariai n'expliquent pas comment ils obtiennent la valeur à saturation. En fait ils considèrent probablement qu'ils sont spontanément à saturation dès qu'ils ouvrent leur vanne car leur réservoir est petit. De plus, ils obtiennent de nombreux points expérimentaux (9 en deux bar), qui ne sont certainement pas distincts les uns des autres. Vers 6 bar, on retrouve l'allure des courbes de Viguié (1992) qui n'avait pas un état thermodynamiquement stable en cours de manipulation.

L'allure de la courbe de Uchida et Nariai (1966) en sous refroidi est nettement différente des nôtres, notamment au niveau de la pente. Leurs valeurs du flux massique sont également plus élevées. Bien qu'ils ne donnent aucune indication quant à leur précision sur ces résultats et que les points soient plus ou moins bien alignés, l'écart est beaucoup trop important entre ces valeurs et les nôtres pour être expliqué par une erreur de mesure.

Nous avons alors recherché les causes qui pourraient expliquer les différences de résultats en comparant notamment les deux montages expérimentaux. L'hypothèse la plus probable est que cela est dû à la nature de la conduite. Uchida et Nariai (1966) utilisent du cuivre, alors que notre premier tube est en acier inoxydable. Leur conduite a une rugosité plus faible que la nôtre. La différence de nature de la canalisation joue surtout au niveau du frottement et également sur la nucléation. Le frottement pourrait peut être expliquer la différence de pente en eau froide et en eau sous saturée car c'est un paramètre important pour ces écoulements.

Pour tenter de vérifier cette hypothèse, nous avons effectué des essais avec:

- un tube de diamètre différent : 8 mm au lieu de 4 mm
- une conduite en matériau différent : cuivre au lieu d'acier inoxydable

III.2.3. INFLUENCE DU DIAMETRE

Nous avons effectué des expériences avec deux tubes de diamètre intérieur 4 et 8 mm a priori fabriqués de façon identique. Les frottements (singulier ξ et linéique λ) sont plus faibles dans le tube de 8 mm que dans celui de 4 mm.

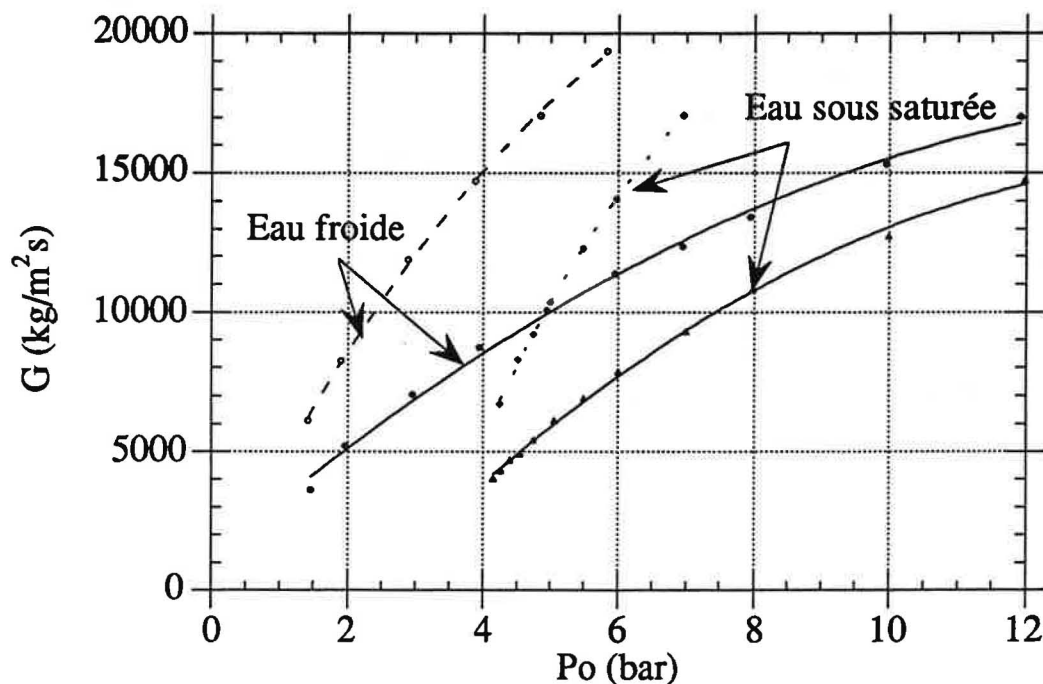


Fig. III.2.3. Influence du diamètre sur la valeur du flux massique

Légende: Trait plein : tube de 4 mm : trait pointillé : tube de 8 mm

Sur la figure ci-dessus, nous constatons que la diminution des frottements entraîne bien une augmentation de la pente du flux massique aussi bien pour l'eau froide que sous saturée, même à très faible écart à la saturation.

Le diamètre de la conduite joue un rôle important sur la valeur du flux massique pour des tubes de nature identique.

Nous allons maintenant tester l'influence de la nature du matériau.

III.2.4. INFLUENCE DE LA NATURE DU MATERIAU

Les matériaux que nous avons testés sont l'acier inoxydable et le cuivre. Sur la figure suivante sont représentés les flux massiques pour ces deux types de conduite.

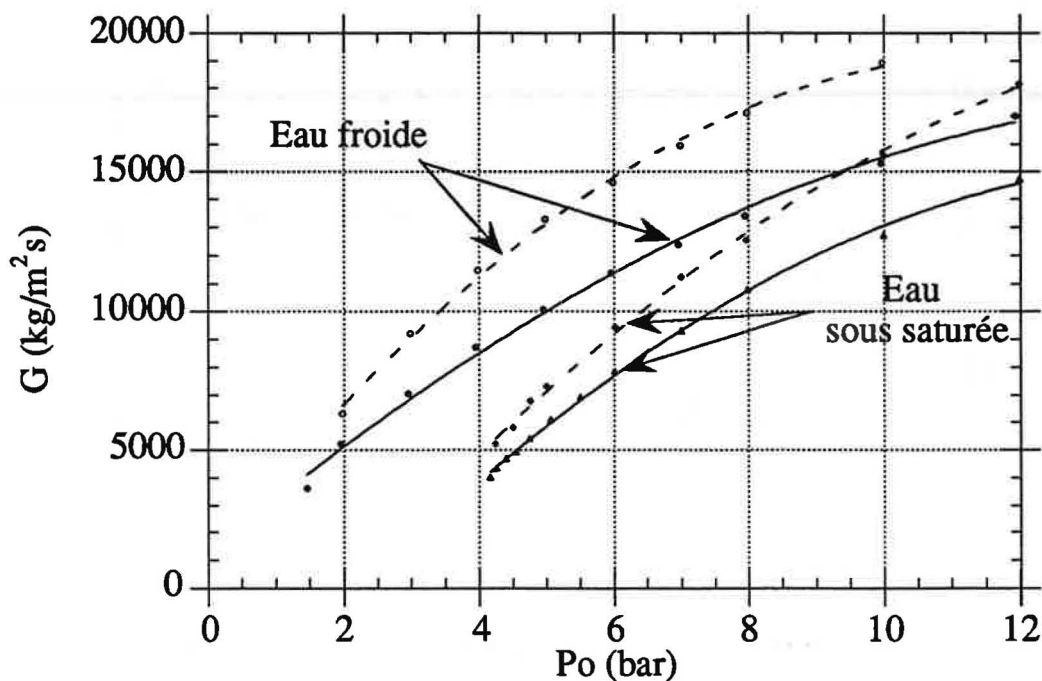


Fig. III.2.4. Influence de la nature du matériau sur la valeur du flux massique.

Légende: trait plein: inox 1 - 4 mm : trait pointillé : cuivre

Nous constatons que le flux massique dans le tube en cuivre est plus important que celui dans la canalisation en acier inoxydable aussi bien pour de l'eau froide que pour de l'eau sous saturée.

Comparons maintenant les données obtenues avec notre conduite en cuivre et celles de Uchida et Nariai (1966).

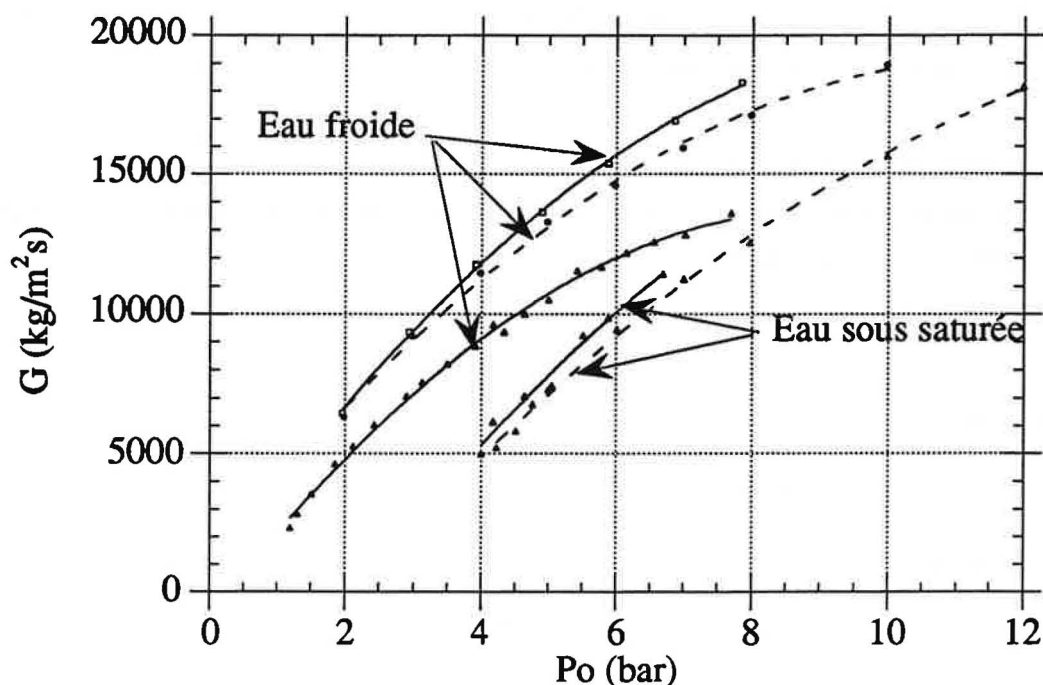


Fig. III.2.5. Comparaison de nos essais et ceux de Uchida et Nariai (1966) pour des conduites en cuivre.

Légende : trait plein : Uchida : trait pointillé : nos résultats

Nous remarquons deux courbes pour Uchida pour un liquide, les motifs en triangle représentent les essais avec une conduite de 1 mètre, et ceux avec des carrés un tube de 0,535 mètre.

Nos essais en liquide sont voisins (7% d'écart) de ceux avec une conduite de 0,535 mètre, qui est également la longueur de notre canalisation. La conduite de 1 mètre possède un flux massique nettement plus faible en liquide, mais peu différent en sous saturé (20%). En sous saturé, la longueur aurait donc une influence moins importante qu'en liquide.

Nous allons maintenant voir si la nature du fluide a une influence sur la valeur du flux massique.

III.2.5. INFLUENCE DE LA NATURE DU FLUIDE

Pour le R11, il nous a fallu réaliser une nouvelle conduite en acier inoxydable (inox2 - 4 mm), car l'ancienne (inox1 - 4 mm) ne permettait pas une liaison étanche avec le réservoir aval.

Pour pouvoir tester l'influence du fluide dans une même conduite, nous avons donc repris les essais avec de l'eau dans la nouvelle canalisation.

Nous allons en profiter pour comparer les résultats obtenus dans les deux conduites réalisées en acier inoxydable, que nous avons appelées inox1 et inox2.

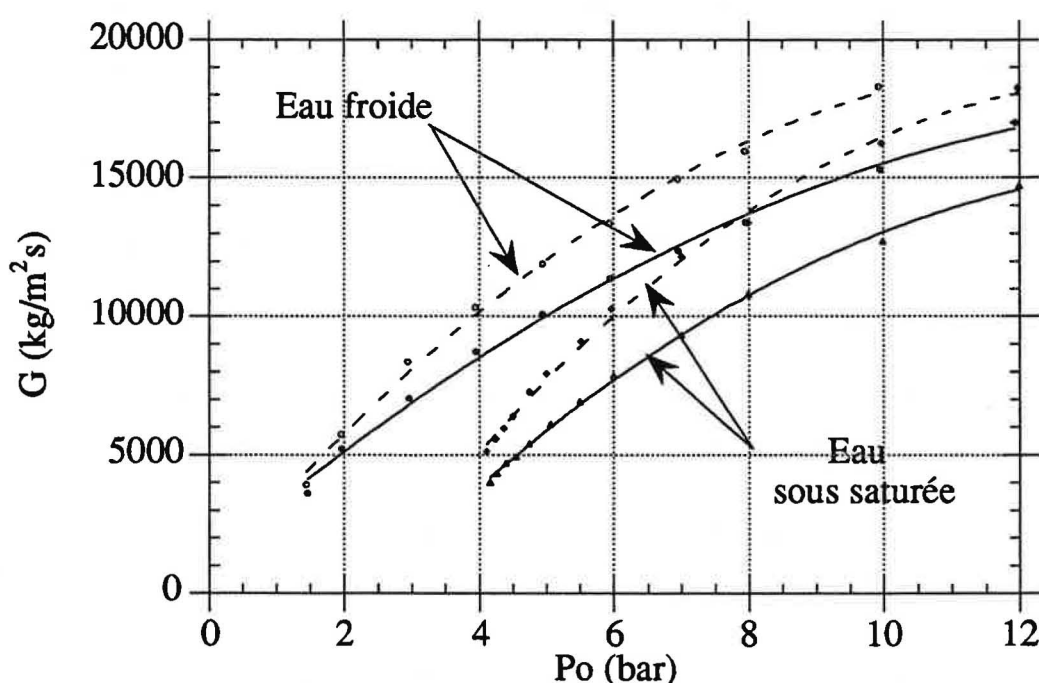


Fig. III.2.6. Comparaison des deux conduites en acier inoxydable : inox1 et inox2

Légende : trait plein : inox1 : trait pointillé : inox2

Le flux massique d'eau froide du tube inox1 est inférieur à celui du tube inox2, de même que pour l'état sous saturé. Ceci est dû au fait que les frottements sont plus importants pour le tube inox1 que inox2.

Avec un même tube, selon le soin du montage et la fabrication du matériau, on arrive à des résultats très différents. On ne peut donc pas caractériser une conduite par un matériau et une géométrie donnée.

Nous allons maintenant comparer qualitativement pour une même conduite, donc avec des frottements identiques, deux fluides : l'eau et le R11.

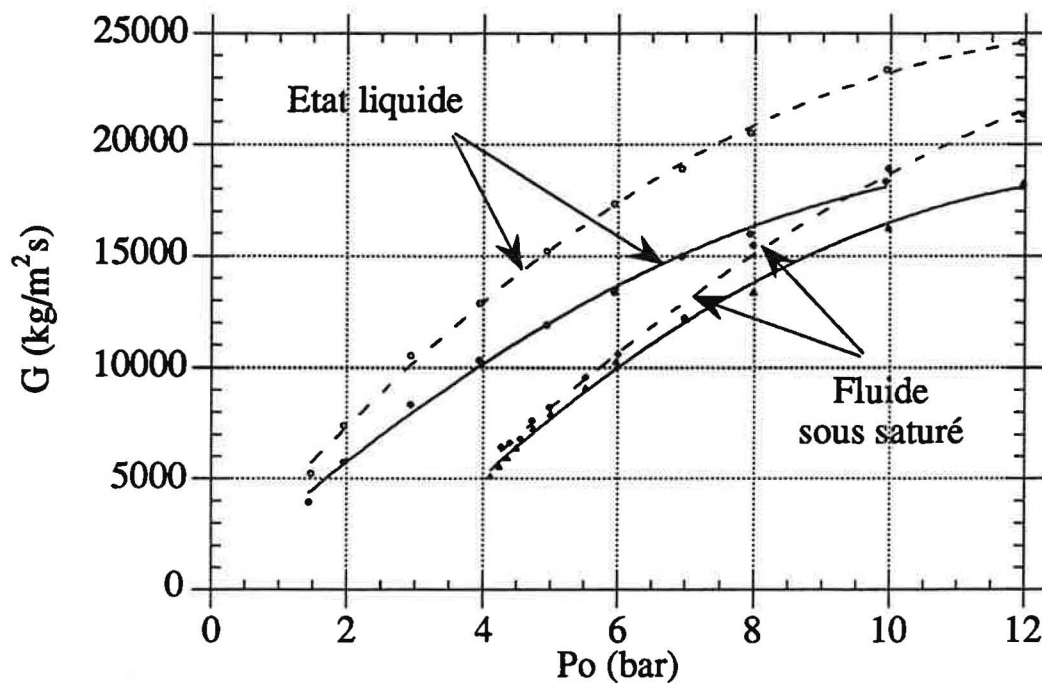


Fig. III.2.7. Comparaison entre l'eau et le R11 pour une conduite inox2

Légende : trait plein : eau : trait pointillé : R11

Nous constatons que le flux massique du R11 est supérieur à celui de l'eau pour l'état monophasique, ce qui est logique vu que la masse volumique du R11 est plus élevée que celle de l'eau.

Dans le cas où les fluides sont sous saturés, à faible écart à la saturation, nous obtenons des valeurs voisines.

III.2.6. CONCLUSIONS

Les comparaisons entre des conduites de même géométrie a priori (inox1 et inox2), de diamètre différents (4 et 8 mm), de matériaux différents (acier inoxydable et cuivre) ont montré que le flux massique en liquide et en sous saturé donnait des résultats différents. Cela montre que les frottements sont un paramètre important dans ces écoulements.

L'influence de la nature du fluide ne pourra être commentée que par une confrontation avec les modèles (chapitre IV).

III.3. CONCLUSION DU CHAPITRE

Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre que notre installation nous permet d'avoir des conditions quasi-stationnaires (pression à ± 15 mbar, température à $\pm 0,15^\circ\text{C}$). L'état thermodynamique de notre réservoir est donc stable au cours du temps.

Malheureusement, en conduite, les capteurs ne sont pas aussi bons. Il faut tout d'abord un temps de stabilisation assez important, ce qui nous contraint à effectuer des essais relativement longs (3 mn). De plus, la température ne peut pas être exploitée.

Lors d'expériences, nous avons également mis en évidence le rôle néfaste de la chaudière sur la mesure du débit, ce qui nous a obligé à changer de protocole expérimental.

Nous avons vérifié la bonne reproductibilité de nos mesures et mis en évidence le défaut de linéarité des mesures de pression en conduite. Cependant, nous avons pu déterminer la rugosité et la perte de charge singulière à l'entrée de nos conduites. L'incertitude sur cette dernière se répercutera malheureusement sur la confrontation des modèles et des expériences (chapitre IV).

Dans un second temps, nos essais ont montré des courbes (représentant le flux massique en fonction de la pression) régulières, qui montrent la bonne "tenue" de nos mesures. En les comparant avec ceux de Uchida et Nariai (1966), nous constatons que nous avons une meilleure précision qu'eux.

Nous avons effectué des essais avec des conduites différentes en diamètre, matériau et avec deux fluides de nature différentes. Les résultats expérimentaux ont mis en évidence l'importance du paramètre frottement sur le flux massique en écoulement sous saturé. Dans le chapitre suivant, nous allons discuter ces résultats en les confrontant aux modèles proposés dans la littérature.

DISCUSSION DES RESULTATS - MODELISATION

Pour traiter de la confrontation entre résultats expérimentaux et modèles, nous nous sommes inspirés du découpage de Leung (1990).

L'écoulement en conduite, à partir d'un état initialement sous saturé dans le réservoir, est composé tout d'abord de liquide puis d'une zone diphasique. Quand l'écart à la saturation dans le réservoir augmente, la zone liquide devient plus importante, jusqu'à occuper toute la conduite. Nous allons tout d'abord discuter de ce cas particulier où l'écoulement est presque entièrement liquide, c'est à dire à fort écart à la saturation. Puis nous nous intéresserons à la modélisation de l'écoulement dans le cas général lorsque la longueur de la zone diphasique n'est pas négligeable (cas du faible écart). Enfin, nous essaierons de déterminer à partir de quand on peut utiliser les relations du fort écart à la saturation qui sont nettement plus simples.

IV.1. CAS D'UN ECOULEMENT A FORT ECART A LA SATURATION

Pour définir la valeur du flux massique G dans le domaine des forts écarts à la saturation, nous allons tout d'abord utiliser le modèle le plus simple : I.H.E. (modèle homogène, à l'équilibre, et isentropique). Nous serons ensuite amenés à utiliser un modèle légèrement plus élaboré: H.E.M. (modèle homogène à l'équilibre) qui tient compte des frottements.

IV.1.1. MODELE I.H.E.

Collins (1978) propose d'étendre l'utilisation du modèle I.H.E. (modèle homogène à l'équilibre isentropique) au cas des écoulements initialement sous saturés. Il distingue plusieurs cas suivant la valeur de l'écart à la saturation. A fort écart à la saturation, la condition de criticité est vérifiée lorsque le fluide atteint la saturation. Il suffit alors de calculer le débit comme dans le cas d'un écoulement monophasique entre la pression initiale du réservoir et la pression de saturation. A partir d'une approche légèrement différente, Leung (1990) arrive à un résultat identique. Le flux massique s'exprime alors de la manière suivante:

$$G = \sqrt{2 * \rho_l (P_o - P_{sat}(T_o))}$$

On compare les flux massiques évalués grâce à cette expression et ceux qui ont été obtenus expérimentalement pour de l'eau dans la figure IV.1.1., et pour le frigorigène R11 dans la figure IV.1.2..

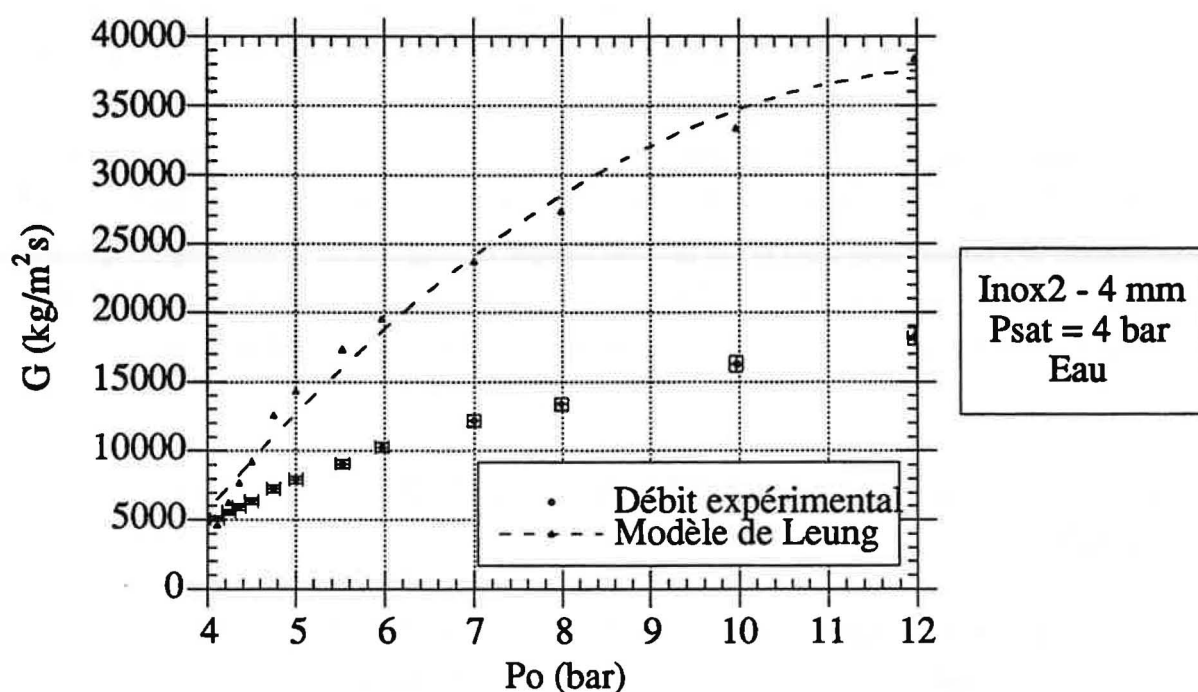


Fig. IV.1.1. Comparaison entre le flux massique du modèle I.H.E. à fort écart à la saturation et l'expérience.

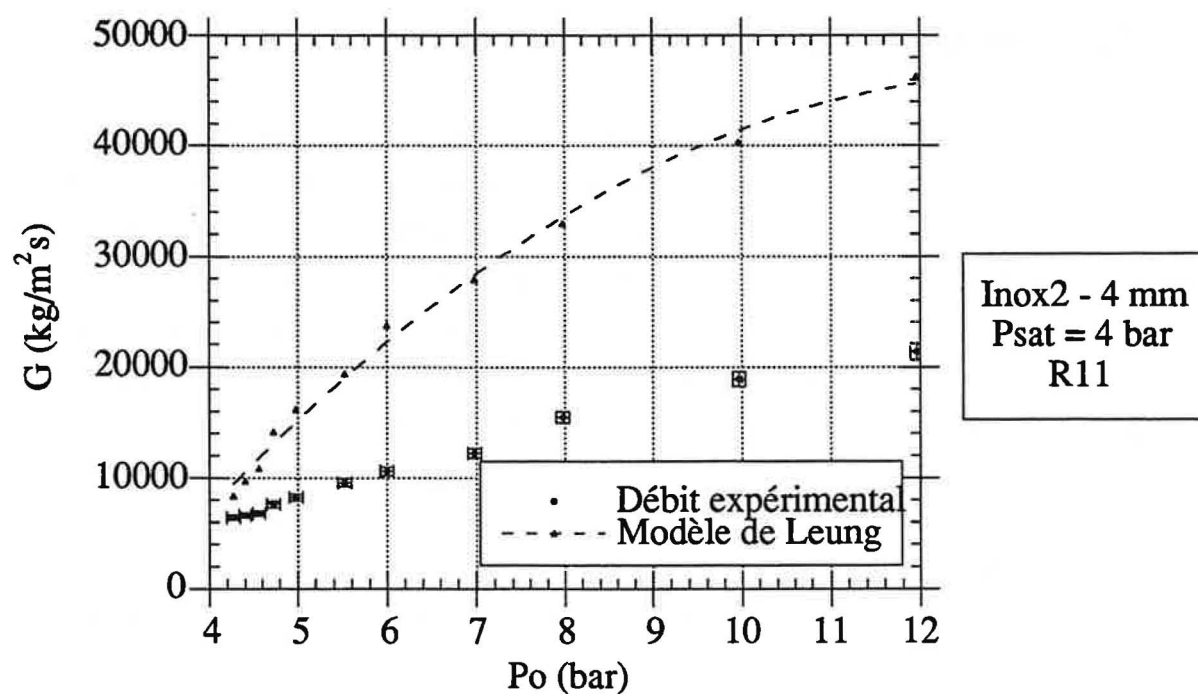


Fig. IV.1.2. Comparaison entre le flux massique du modèle I.H.E. à fort écart à la saturation et l'expérience.

Nous remarquons qu'à fort écart à la saturation ($P_o > 8$ bar), le modèle surestime le résultat de plus de 100%, ce qui est inacceptable comme moyen de prédiction du débit expérimental. Les modèles de Leung (1990) et de Collins (1978) sont donc à éliminer ou à compléter.

Si l'on revient à la description de l'écoulement qui résulte du modèle I.H.E., il apparaît vite qu'il est naturel que celui-ci ne puisse pas prévoir correctement le flux massique dans notre conduite. Nous avons en effet à faire à une canalisation longue ($L/D > 100$) parcourue essentiellement par un liquide. Dans cette configuration, les frottements jouent un rôle majeur comme nous l'avons constaté en changeant de conduite.

L'écart entre le modèle I.H.E. à fort écart à la saturation et l'expérience pourrait-il venir uniquement de l'hypothèse d'isentropie et donc de l'absence de prise en compte des frottements?

IV.1.2. MODELE H.E.M. ETENDU

Nous nous proposons ici de reprendre la démarche de Collins (modèle I.H.E.) en y ajoutant la prise en compte des frottements à la paroi. Nous utiliserons le terme H.E.M. étendu pour désigner cette approche, car elle repose effectivement sur les hypothèses d'homogénéité et d'équilibre. Il faut toutefois garder en mémoire qu'il ne s'agit pas du modèle H.E.M. habituel mais de son extension au cas des écoulements initialement sous refroidis.

Pour évaluer l'importance des frottements, nous calculons tout d'abord la valeur moyenne (car elle évolue sur la plage d'écart à la saturation entre 0,125 et 8 bar) du terme adimensionnel :

$$\left(\xi + \lambda \frac{L}{D} \right)_{\text{moy}}$$

avec : ξ : coefficient de perte de charge singulière à l'entrée

λ : coefficient de perte de charge régulière ou linéique

Nous effectuons ce calcul pour toutes les conduites que nous avons utilisées, à une pression de saturation de 4 bar, en nous appuyant sur la détermination de la rugosité et des pertes de charge singulière pour un fluide initialement monophasique (cf. Chap. III.1.4.).

	Inox1 - 4mm	Inox1 - 8mm	Cuivre- 4mm	Inox2 - 4mm	Inox2- 4 mm
	Eau	Eau	Eau	Eau	R11
$\left(\xi + \lambda \frac{L}{D} \right)_{\text{moy}}$	6,40	1,47	3,88	3,91	3,96

On s'aperçoit que pour tous les tubes, l'expression $\xi + \lambda \frac{L}{D}$ est supérieure à l'unité. Les frottements ont donc une influence plus grande que l'accélération à l'entrée de la conduite. Pour nos conditions expérimentales, ils doivent donc être absolument pris en compte.

Nous allons maintenant vérifier si un modèle homogène à l'équilibre, qui prend en compte les frottements dans la région liquide permet une bonne description de l'écoulement. Nous allons tout d'abord nous intéresser à la prédiction du flux massique G , puis à celle du profil de pression. Ensuite, nous vérifierons si la pression en sortie de conduite est bien égale à la pression de saturation, condition à remplir pour que le modèle soit vérifié. Puis nous discuterons de la contradiction d'utiliser un modèle à l'équilibre pour un écoulement qui ne l'est pas.

* Prédiction du flux massique G

Si l'on étend l'approche précédente au cas où il existe des frottements dans la région occupée par le liquide, on obtient:

$$G = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi + \lambda \frac{L}{D}}} \sqrt{2 * \rho_l (P_o - P_{sat}(T_o))}$$

Remarque 1 : le flux massique selon le modèle H.E.M. étendu tend à fort écart à la saturation vers le flux massique déterminé ci-dessus. Nous l'appellerons flux massique du modèle H.E.M. à fort écart à la saturation.

Remarque 2: Dans le cas de l'eau monophasique (eau froide à 20°C), la détermination du flux massique serait identique sauf que l'écart de pression serait alors $P_o - P_a$, et que la masse volumique serait légèrement plus élevée.

Si l'on est dans une zone où les frottements sont constants (fort nombre de Reynolds), les profils du flux massique en fonction de la pression d'un écoulement initialement liquide et sous saturé sont alors pratiquement "parallèles", comme nous l'avons observé dans la partie III.2.

Remarque 3 : Pour calculer le flux massique ou les profils de pression (point suivant), nous utiliserons les valeurs de ξ et ϵ déterminées avec des écoulements purement liquides (cf. III.1.4.2)

Sur la figure suivante, nous avons estimé la valeur du flux massique grâce à ce modèle, et tracé les points expérimentaux.

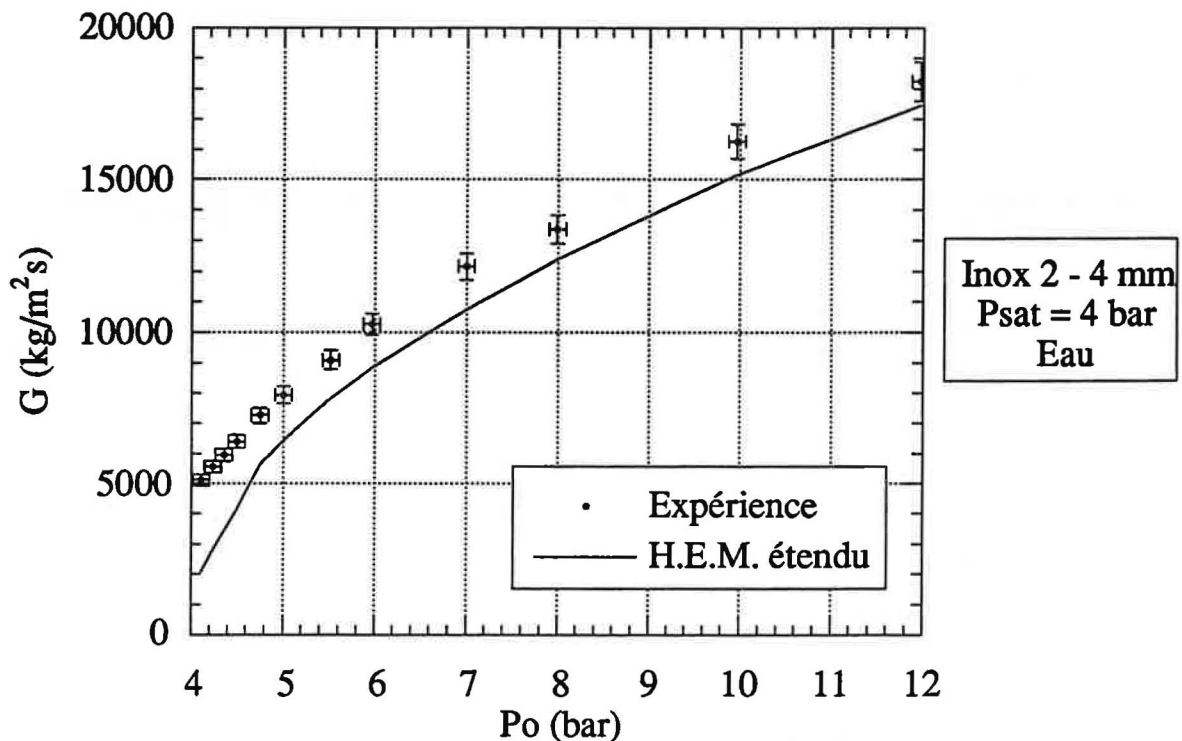


Fig. IV.1.3. Comparaison entre le modèle HEM étendu à fort écart et l'expérience pour de l'eau

On s'aperçoit que ce modèle donne une bonne prédiction du débit lorsque l'on se situe à fort écart à la saturation. Par exemple, à une pression de réservoir de 12 bar (soit 8 bar d'écart à la pression de saturation), le flux massique G calculé est égal au flux massique mesuré aux incertitudes de mesure près ($\pm 3,5\%$).

Un modèle simple comme H.E.M. semble permettre d'estimer correctement la valeur du flux massique aux forts écarts à la saturation.

Nous avons voulu vérifier sur la figure suivante si la conclusion précédente s'applique au frigorigène R11.

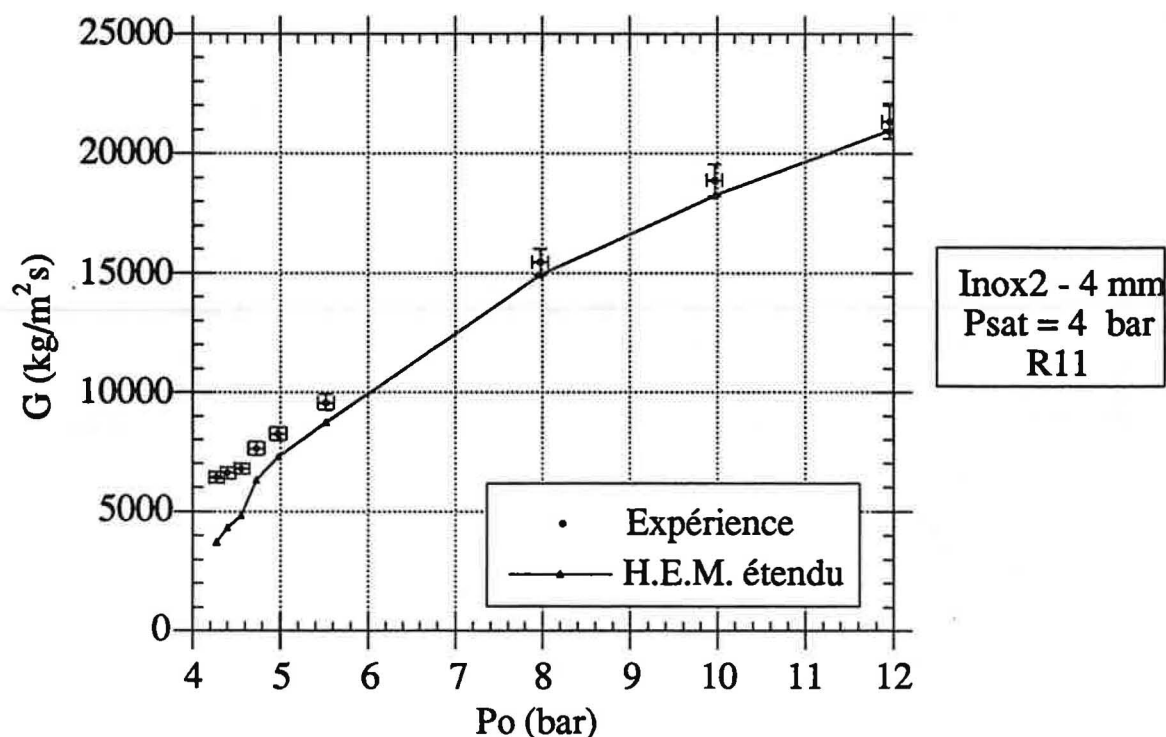


Fig. IV.1.4. Comparaison entre le modèle HEM à fort écart et l'expérience pour le R11

Le modèle H.E.M. étendu s'applique très bien au cas du R11 lorsqu'on est à fort écart à la saturation.

En conclusion, le modèle H.E.M. étendu prédit bien la valeur du flux massique à fort écart à la saturation pour les deux fluides testés (eau et R11).

* Prédiction du profil de pression

Le modèle H.E.M. étendu estime correctement la valeur du flux massique G , il doit en être de même pour le profil de pression dans la conduite, si l'écoulement est totalement liquide.

Comparons les valeurs mesurées et calculées selon le modèle H.E.M. étendu, aux trois prises de pression P_1 , P_2 , et P_3 pour toutes les conduites.

Sur les pressions mesurées, nous avons fait figurer l'erreur liée aux piquages, telle qu'elle a été observée en écoulement liquide (§ III.1.4).

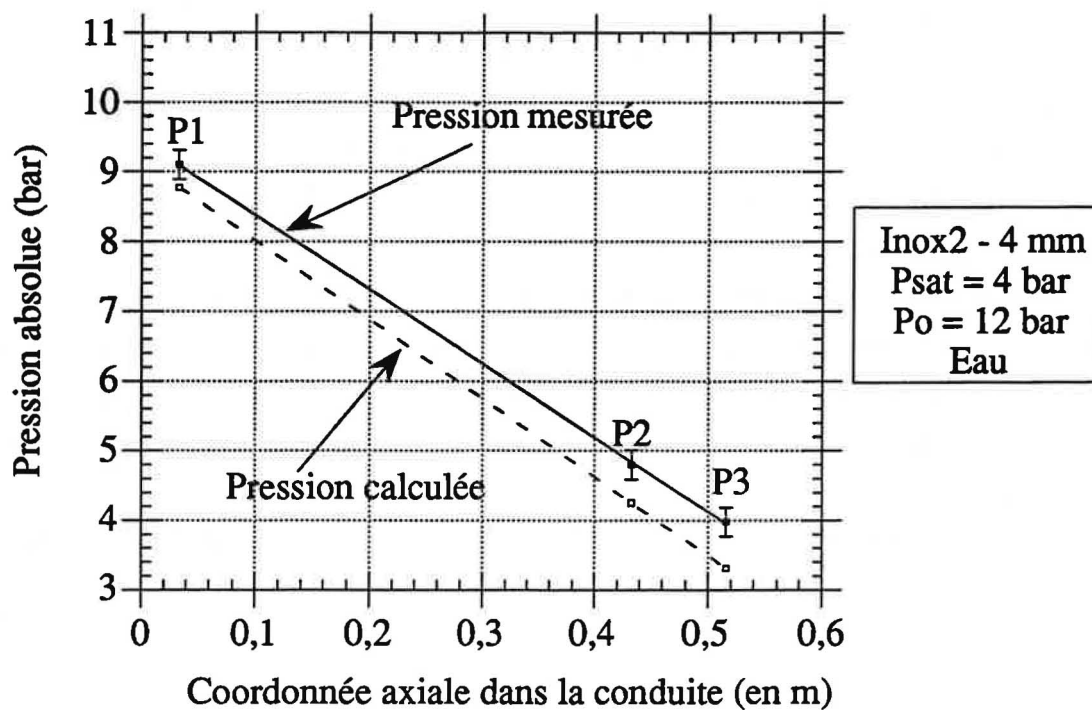


Fig. IV.1.5. Comparaison entre la pression mesurée et celle calculée par H.E.M. étendu pour le tube inox2 - Eau

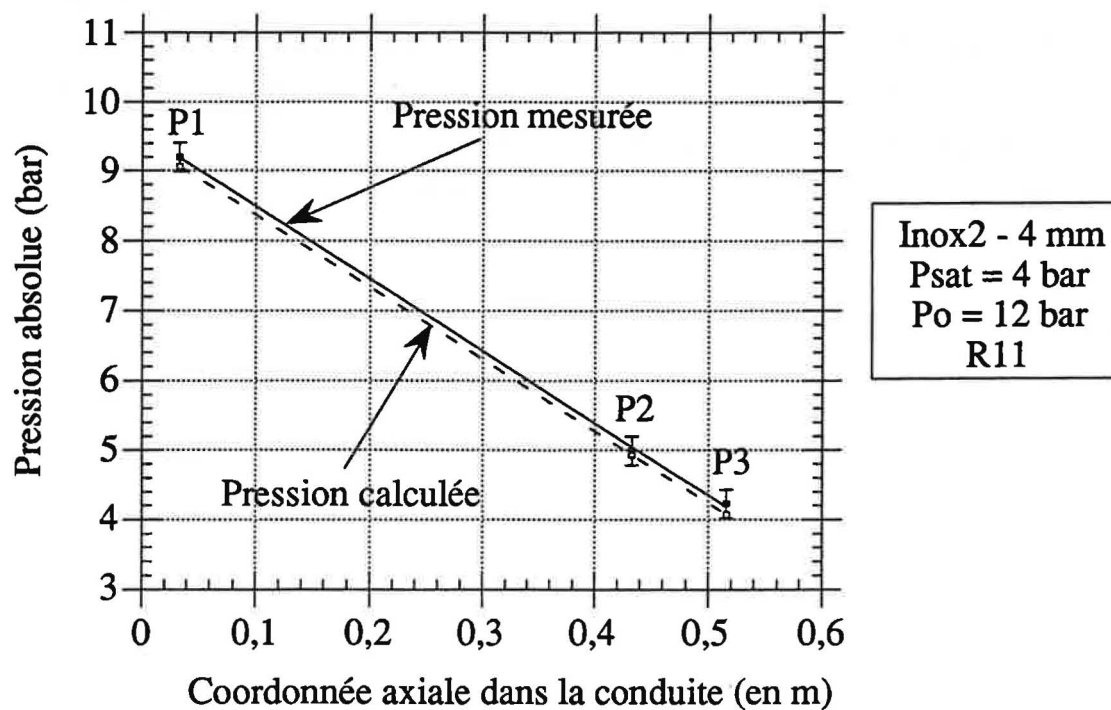


Fig. IV.1.6. Comparaison entre la pression mesurée et celle calculée par H.E.M. étendu pour le tube inox2 -R11

Nous remarquons tout d'abord que le gradient du profil de pression mesuré est voisin de celui calculé, ce qui implique que l'évaluation de la rugosité ϵ est correcte.

Pourtant, le profil de pression mesuré et calculé n'est pas identique aux erreurs d'incertitude de mesure près dans le cas de l'eau, alors qu'il l'est (identique) dans le cas du R11. Ceci est principalement dû à une plus mauvaise évaluation du flux massique pour l'eau ce qui introduit des erreurs supplémentaires.

Le profil de pression est donc relativement bien estimé compte tenu des circonstances.

Deux capteurs supplémentaires en conduite, qui existent maintenant sur l'installation, mais pas au moment de mes essais, auraient grandement amélioré le résultat surtout pour l'eau (calcul sur 5 points au lieu de 3). La technologie de réalisation des prises de pression demanderait à être aussi améliorée.

H.E.M. étendu s'applique donc relativement bien dans le cas de la conduite inox2 - 4 mm.

*** Vérification de la pression de sortie à fort écart**

H.E.M. étendu et le modèle I.H.E suggèrent qu'à fort écart à la saturation la pression à proximité de la sortie, est voisine de la pression de saturation et que la pression décroît linéairement tout au long de la conduite. Reprenons la canalisation inox2 -4mm- Eau.

Comme nous l'avons déjà constaté pour les écoulements purement liquides, le profil de pression n'est pas linéaire. Cela est probablement dû à la mauvaise qualité des piquages et non au fait que la pression réelle ne décroîtrait pas linéairement.

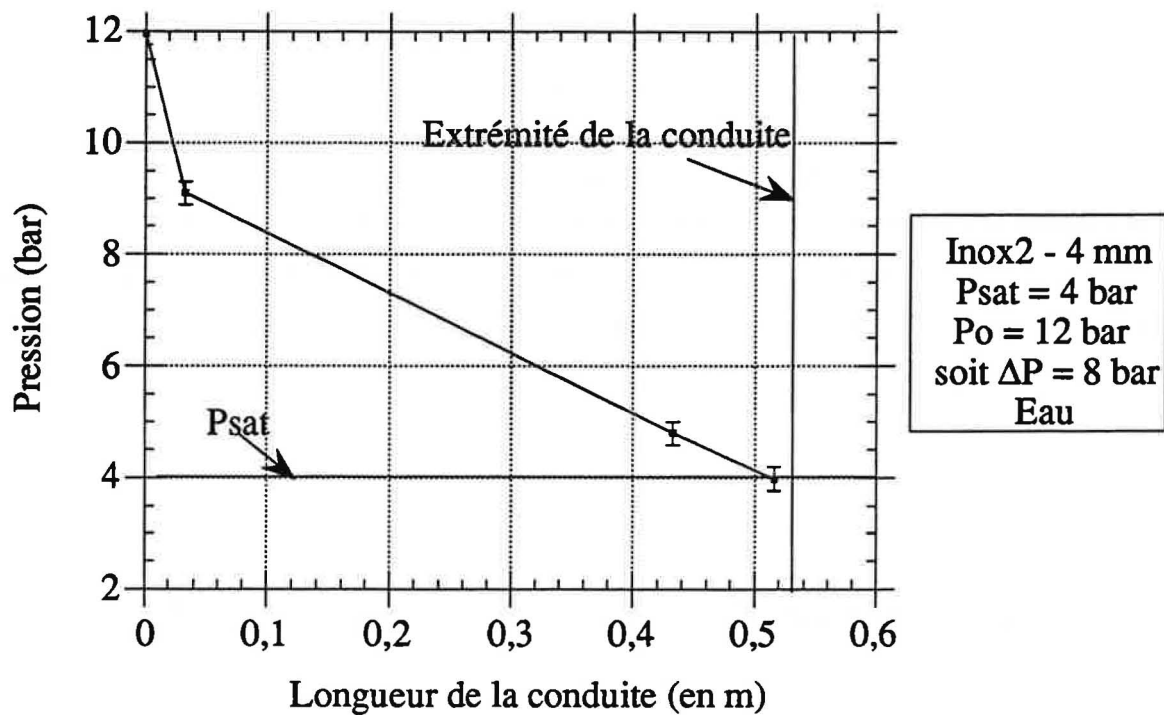


Figure IV.1.7. Profil de pression dans la conduite inox2 - 4 mm pour de l'eau

Aux incertitudes de mesure près (qui sont relativement élevés), les résultats expérimentaux sont compatibles avec les prévisions du modèle H.E.M., qui est que la pression de sortie est la pression de saturation. Par contre, le faible nombre de capteurs et la difficulté technique de mise en oeuvre ne nous permettent pas de mesurer la pression en sortie, ni de déterminer s'il existe une courte région d'écoulement diphasique.

* Discussion sur H.E.M. étendu et le fort écart à la saturation.

Nous venons de vérifier que le modèle H.E.M. permet une bonne description de l'écoulement lorsque l'écart à la saturation est important. Comment un modèle qui suppose l'équilibre entre liquide et vapeur peut-il être approprié quand les conditions pour avoir un grand écart à l'équilibre sont réunies?

A la limite, dans le cadre d'un modèle qui figerait tout transfert de matière (modèle gelé), on aurait un écoulement purement liquide qui sortirait à pression atmosphérique. Le fait qu'on n'observe pas ce comportement et qu'au contraire le modèle H.E.M. étendu soit bien vérifié

indique que la cinétique de vaporisation est suffisante pour que l'écoulement soit bloqué par l'existence d'une région diphasique, même si elle est courte. Comme l'a décrit Lackmé (1980), à partir du moment où cette région existe, l'écoulement dans la région monophasique est le même que celui décrit dans le cadre du modèle H.E.M. étendu.

De plus, normalement à fort écart à la saturation, on s'attendrait à ce que ce soit le phénomène de nucléation qui soit prépondérant. Or on s'aperçoit que, quelles que soit la conduite ou les conditions expérimentales, la densité de site de nucléation et la fréquence de départ n'influencent en rien l'écoulement. C'est donc que cette vaporisation est suffisamment rapide, et intense pour ne pas être limitante.

IV.1.3. CONCLUSION POUR LES FORTS ECARTS A LA SATURATION

En conclusion, pour une conduite longue et à fort écart à la saturation, la prise en compte des frottements est indispensable pour permettre une bonne estimation du débit. Les modèles qui ne les prendraient pas en compte sont inutilisables tel quels pour nos applications (ex: Collins (1978) et Leung (1990)).

Les hypothèses du modèle H.E.M. étendu sont compatibles avec nos observations expérimentales :

- aux incertitudes de mesures près ($\pm 3,5 \%$ sur G et $0,091$ bar sur P), le flux massique est donné par :

$$G = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi + \lambda \frac{L}{D}}} \sqrt{2 * \rho_l (P_o - P_{sat}(T_o))}$$

- le profil de pression est linéaire.
 - la pression en conduite atteint la saturation à proximité de la sortie (nous ne pouvons pas dire si c'est à la sortie proprement dite ou s'il existe une courte région où l'écoulement est diphasique).

- ces conclusions sont vérifiées aussi bien pour le frigorigène R11 que pour l'eau.

Ces observations indiquent que même à fort écart à la saturation, il existe une courte région diphasique qui commence lorsque l'écoulement atteint la pression de saturation (ou peut être une pression légèrement inférieure). La cinétique de nucléation et de vaporisation est toujours

suffisante pour assurer l'existence de cette région. Comme l'a montré Lackmé, la longueur de cette région devient négligeable, lorsque l'écart à la saturation devient important. C'est ce qui explique que le modèle H.E.M. puisse donner des résultats corrects alors qu'il s'appuie sur l'hypothèse d'équilibre totalement infondée dans ce cas.

IV.2. ECOULEMENT SOUS SATURES A FAIBLE ECART

Dans le paragraphe IV.1., nous avons étudié un cas particulier : le fort écart à la saturation, qui correspond à un écoulement essentiellement liquide, qui ne se vaporise qu'à la sortie.

Dans cette partie, nous allons nous intéresser plus spécialement à la zone de faible écart à la saturation. Nous utiliserons plusieurs modèles afin de déterminer lequel donne le meilleur résultat en commençant tout d'abord par H.E.M. étendu.

IV.2.1 MODELE H.E.M. ETENDU

Elargissons notre domaine et regardons, pour ce modèle, l'ensemble de l'écart à la saturation. Reprenons le cas de la conduite inox2 - 4mm avec de l'eau et à une pression de saturation de 4 bar.

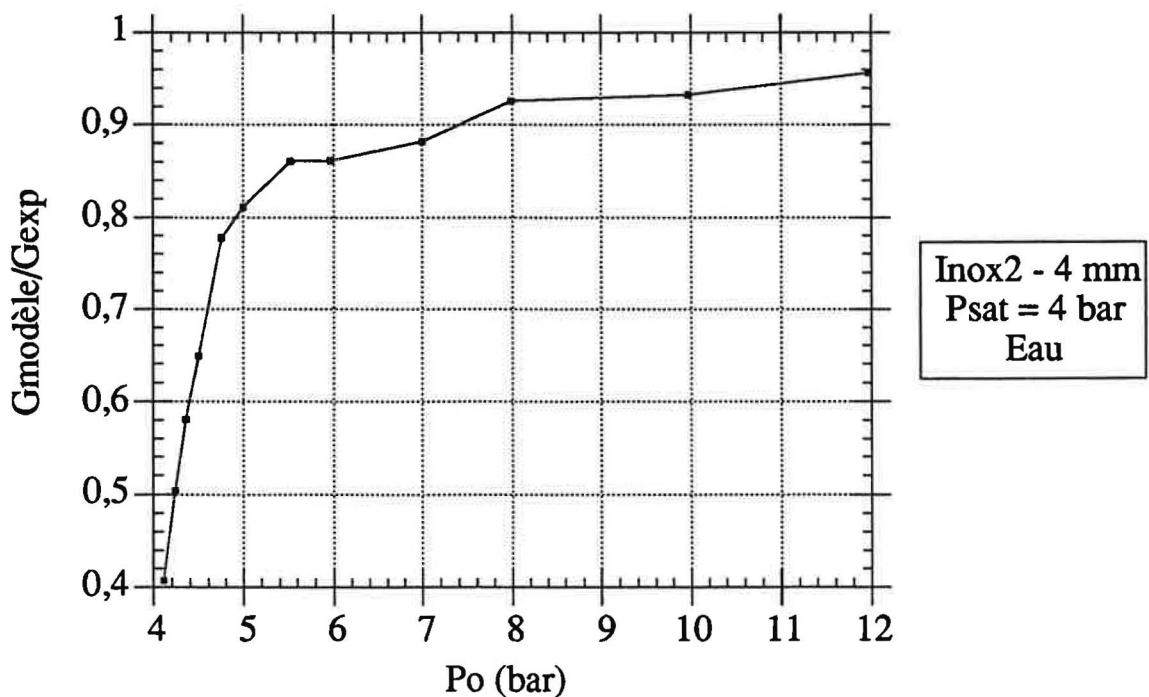


Fig. IV.2.1. Rapport entre le flux massique selon le modèle H.E.M. étendu et le flux massique expérimental pour de l'eau

Nous constatons que, si ce modèle donne une bonne estimation à fort écart à la saturation, à faible écart à la saturation il peut engendrer des erreurs de plus de 60%. Le modèle H.E.M. étendu ne permet pas de prédire correctement le débit quel que soit l'écart à la saturation.

Dans le cas du frigorigène R11 (cf. figure IV.2.2 ci-dessous), la prédiction est un peu meilleure (erreur de 45%) à faible écart à la saturation, mais reste insuffisante.

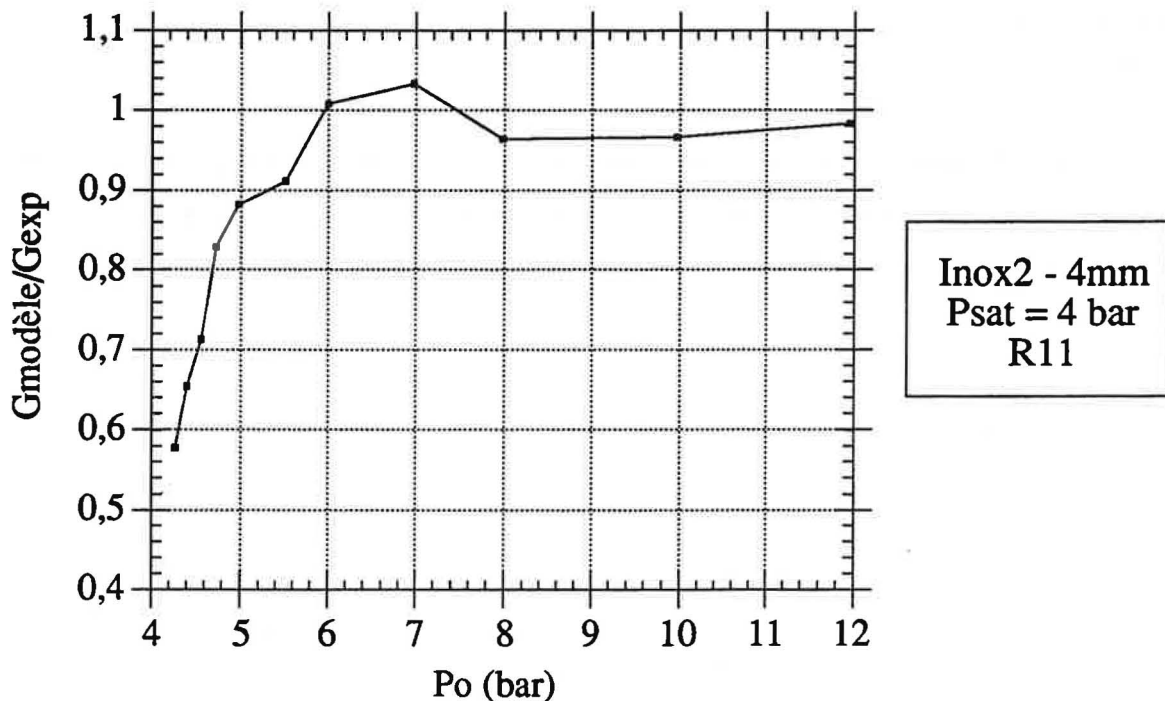


Fig. IV.2.2. Rapport entre le flux massique selon le modèle H.E.M. étendu et celui expérimental pour du R11

Plusieurs pistes permettent d'espérer réduire cette erreur d'appréciation du débit à faible écart.

La bibliographie insiste sur le fait que dans le cas d'un écoulement sous saturé, les écarts à l'équilibre thermodynamique jouent un rôle primordial.

Différentes approches existent pour modéliser l'écart à l'équilibre. Nous avons retenu les modèles les plus simples (pas de modèle avec expression de l'aire interfaciale et du flux de chaleur en fonction de la configuration de l'écoulement car ces modèles introduisent généralement des paramètres ajustables mais non mesurables qui les rendent inapplicables dans les cas pratiques) et ceux dont l'approche nous semble originale, c'est à dire:

- * un modèle simple (ex: Henry Fauske)
- * le modèle D.E.M. (modèle de retard à l'équilibre)
- * le modèle H.R.M. (modèle homogène à Relaxation)

IV.2.2. MODELE DE HENRY-FAUSKE (1971) ET GELE (HEM)

HFM est un modèle dit gelé car il considère qu'il n'y a pas de transfert de chaleur ou de masse entre les phases. Il suppose une simple détente isentropique de la vapeur déjà présente dans le réservoir générateur. Ce modèle n'est donc pas applicable dans le cas d'un écoulement sous saturé.

Le modèle de Henry-Fauske (1971) appliqué au cas des écoulements initialement sous saturés ne prend pas en compte les frottements et donc surestime de manière importante la valeur du flux massique (voir figure IV.2.3).

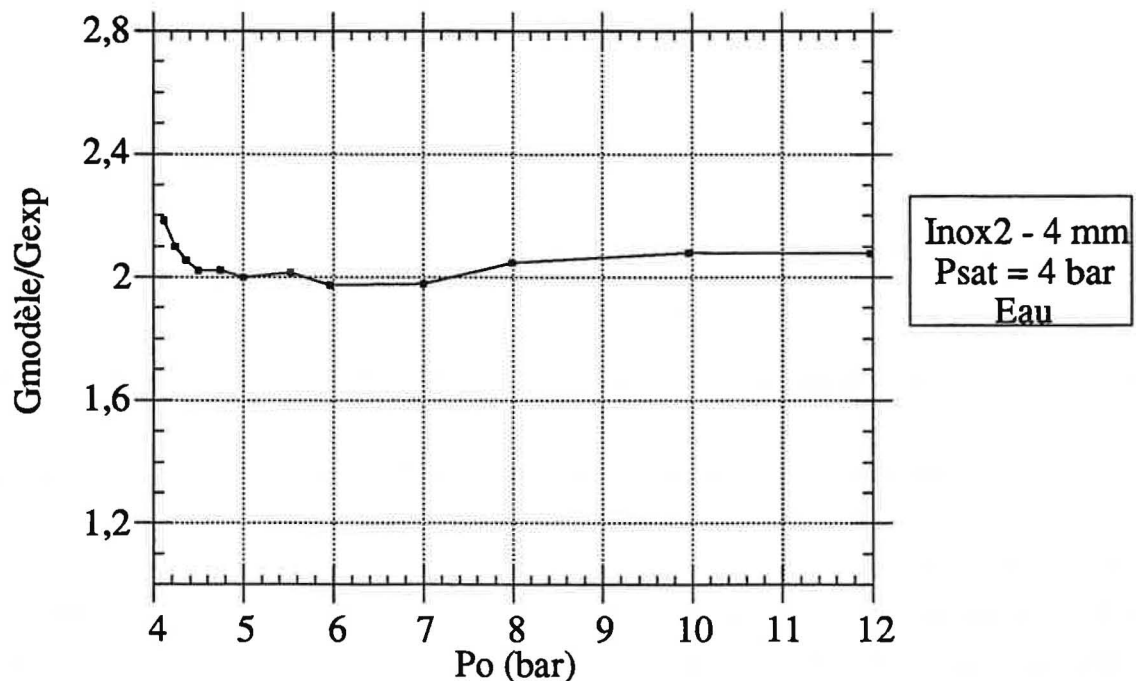


Fig. IV.2.3 Rapport entre le flux massique du modèle de Henry-Fauske et celui expérimental pour de l'eau

Nous constatons toutefois que si le modèle de Henry-Fauske (1971) surestime le résultat de plus de 100%, les fluctuations de ce modèle sont peu importantes quel que soit l'écart à la saturation. L'ajout de frottement à ce modèle permettrait peut être de le rendre très intéressant.

Nous allons maintenant tester le modèle de Henry-Fauske (1971) dans le cas où le fluide est le frigorigène R11.

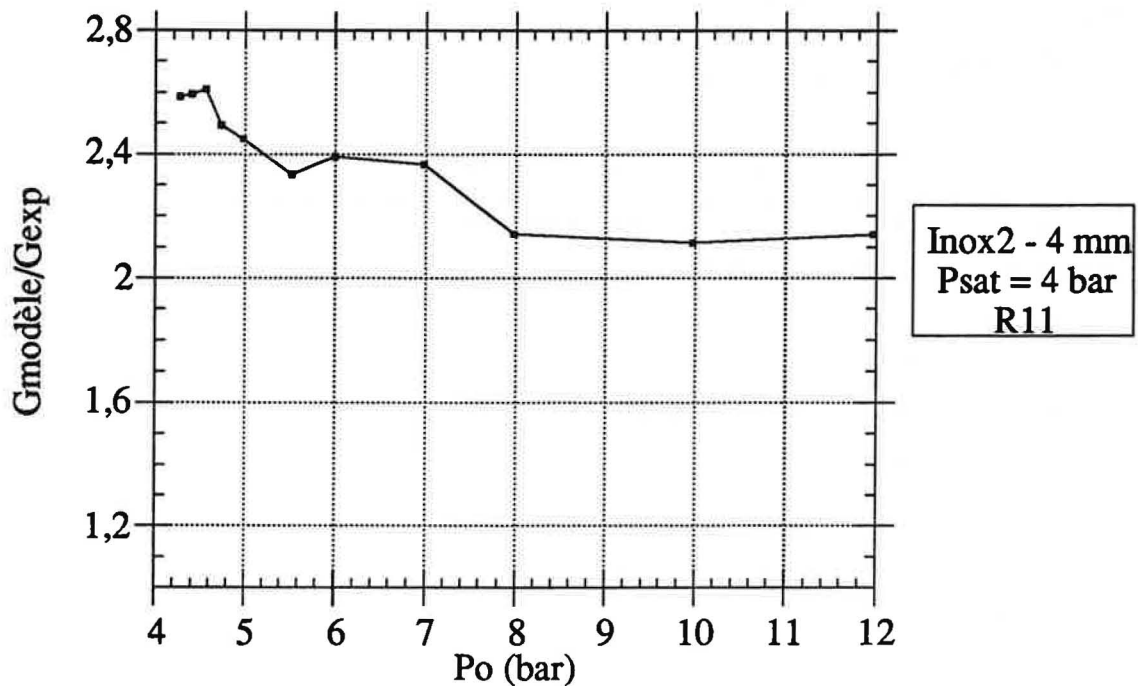


Fig. IV.2.4 Rapport entre le flux massique du modèle de Henry-Fauske et celui expérimental pour le R11

Pour le R11, le flux massique estimé par Henry et Fauske (1971) surestime également les résultats (multiplié par deux). Par contre, le flux massique adimensionné (modèle divisé par expérience) est beaucoup moins plat dans le cas du R11, que de l'eau. Il faudrait modifier ce modèle en ajoutant des frottements pour savoir s'il est plus performant pour l'eau que pour le R11.

IV.2.3. MODELE D.E.M.

Nous allons tout d'abord en quelques lignes souligner les caractéristiques de ce modèle. Nous le comparerons ensuite avec le modèle H.E.M. étendu pour faire apparaître son apport. Ensuite, nous verrons l'importance du choix de la loi de fermeture (D.E.M.-1 ou D.E.M.-2). Ce travail sera effectué à la fois pour l'eau et le R11. Enfin, nous analyserons ce modèle.

Le modèle D.E.M. introduit principalement deux hypothèses.

Premièrement, la vaporisation ne commence pas à la pression de vapeur saturante mais à une fraction plus faible: $P_i = k P_{\text{sat}}(T_o)$ avec $k = 0,95 - 0,97$.

Deuxièmement, une fraction du liquide métastable ainsi formé revient à l'équilibre selon une loi:

$$-\frac{dy}{dz} = 0,02 \frac{P_w}{A} (1-y) \left[\frac{P_{\text{sat}}(T_o) - P}{P_c - P_{\text{sat}}(T_o)} \right]^{1/4} \text{ appelé D.E.M.-1}$$

ou
$$-\frac{dy}{dz} = 0,01 \frac{P_w}{A} (1-y)^2 \left(\frac{w_{lo}}{w} \right)^{0,1} \left[\frac{P_{\text{sat}}(T_o) - P}{P_c - P_{\text{sat}}(T_o)} \right]^{1/4} \text{ appelé D.E.M.-2}$$

où y représente la fraction massique de fluide saturé.

Comparons le modèle DEM-1 avec le modèle H.E.M. étendu. Afin de mieux constater l'effet de ces modèles, nous avons rapporté les flux massiques calculés par les modèles à la valeur obtenue expérimentalement.

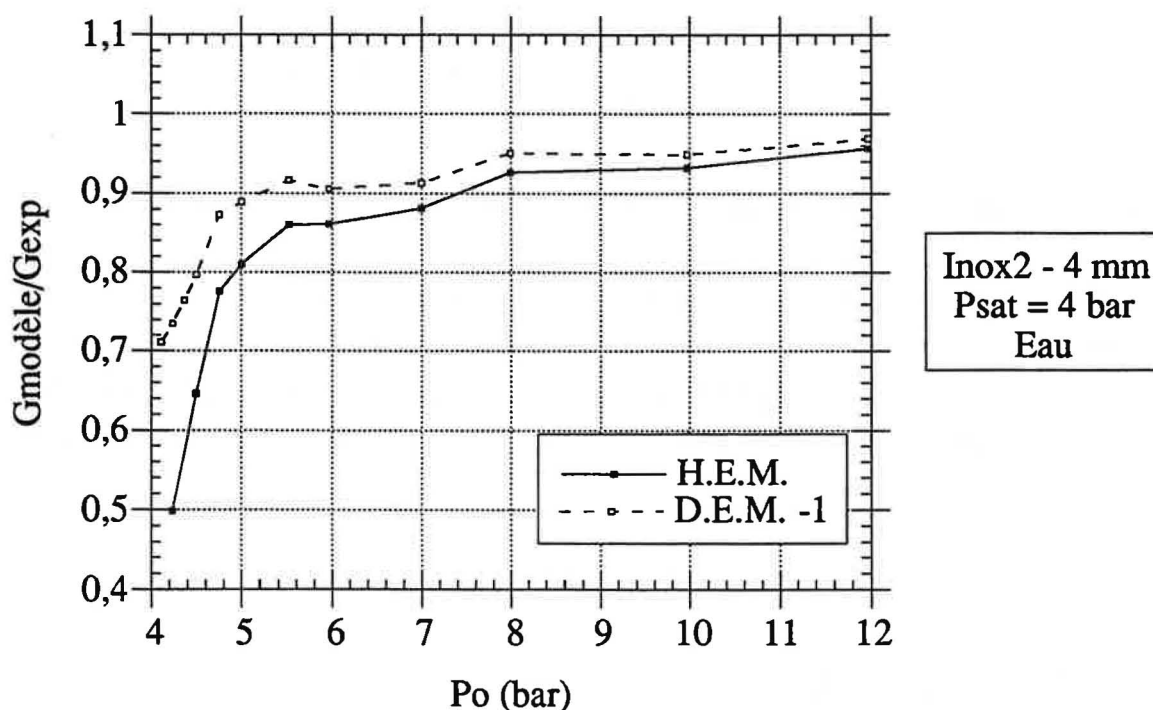


Fig. IV.2.5. Comparaison entre le modèle H.E.M. étendu et D.E.M.-1 pour une conduite inox2- 4mm avec de l'eau

Nous voyons qu'à fort écart les flux massiques calculés par les deux modèles se rejoignent presque. L'amélioration apportée par le modèle D.E.M.-1 se fait surtout ressentir à faible écart à la saturation. Au lieu d'une erreur de 50 % pour un écart à la saturation de 0,25 bar avec H.E.M. étendu, on obtient une erreur de 28% avec D.E.M.-1. Nous avons choisi de

représenter la conduite Inox2 - 4 mm , car c'est celle qui donne les résultats les plus mauvais pour l'eau (pour les autres canalisations se référer à l'annexe C).

En ce qui concerne le R11, nous remarquons que le modèle D.E.M.-1 améliore grandement la prédiction du flux massique (erreur de 14% au lieu de 40% pour H.E.M.).

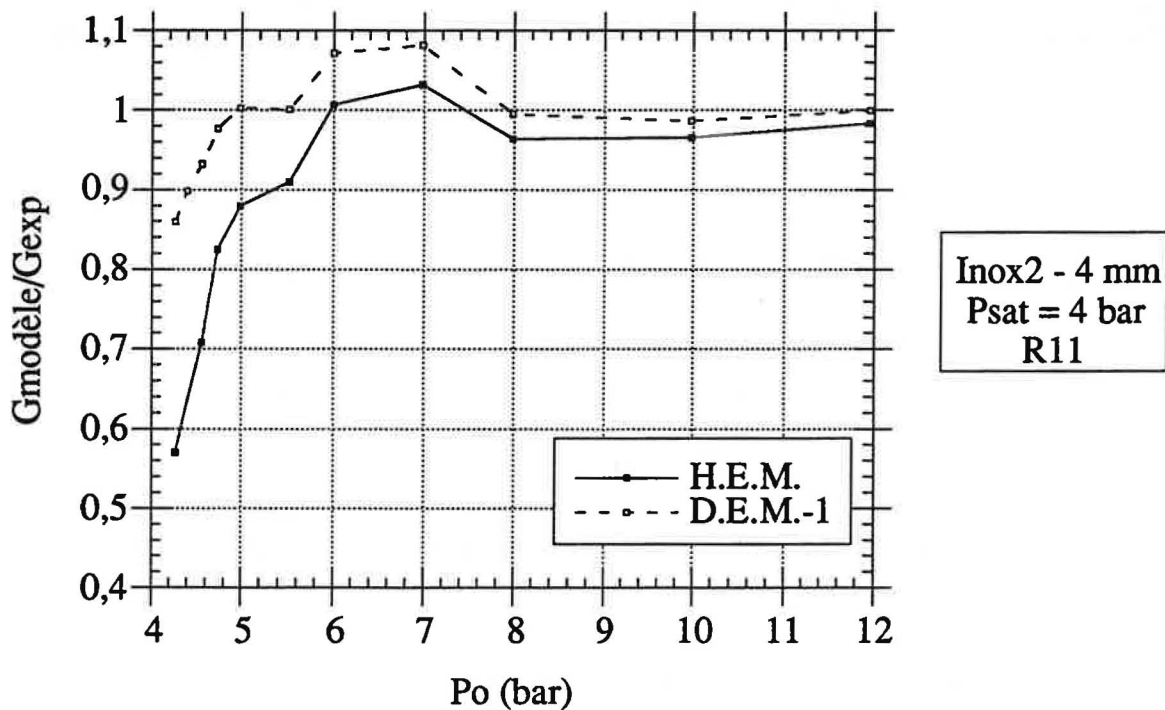


Fig. IV.2.6. Comparaison entre le modèle H.E.M. étendu et D.E.M.-1 pour une conduite inox2- 4mm avec du R11

Comparons maintenant les résultats obtenus avec les deux lois de fermeture déjà énoncées (D.E.M.-1 et D.E.M.-2).

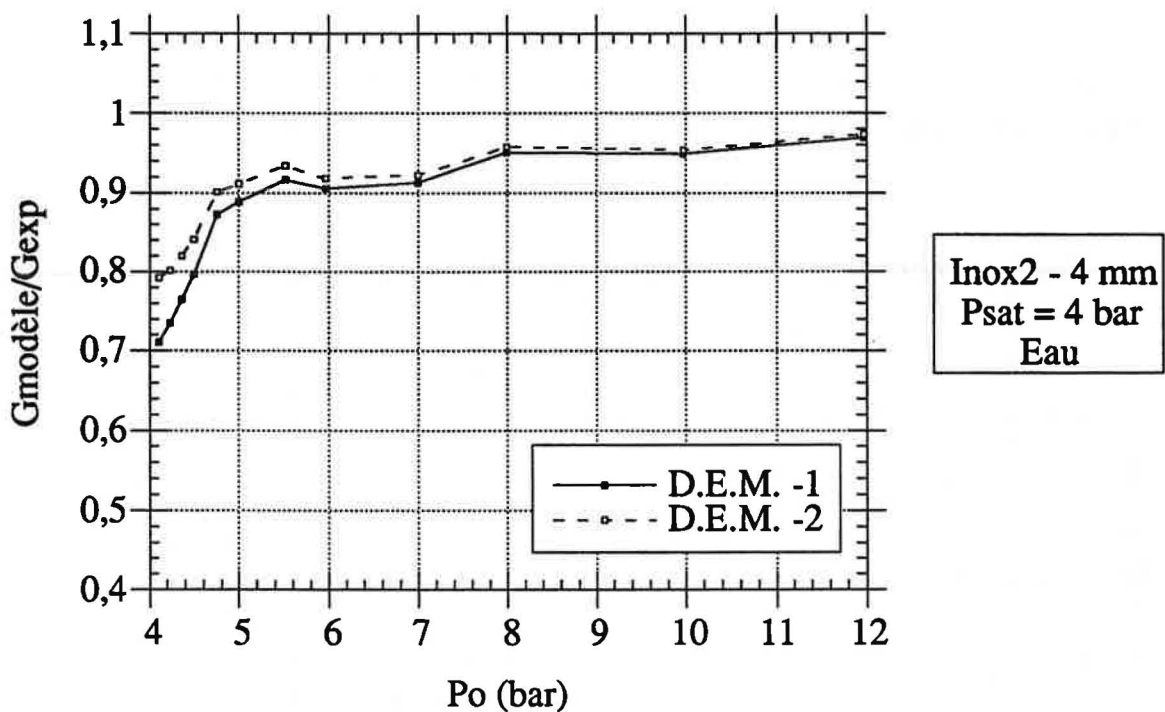


Fig. IV.2.7. Comparaison entre le modèle D.E.M.-1 et D.E.M.-2 pour une conduite inox2- 4mm avec de l'eau

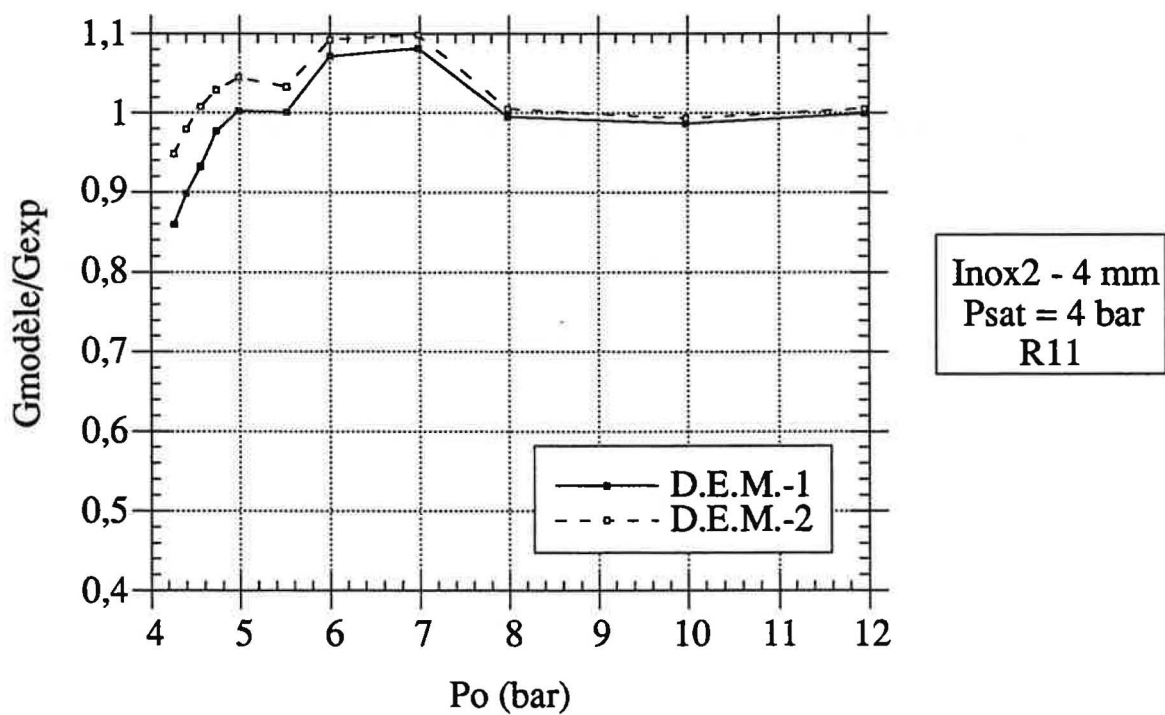


Fig. IV.2.8. Comparaison entre le modèle D.E.M.-1 et D.E.M.-2 pour une conduite inox2- 4mm avec du R11

Remarque: Sur la figure IV.2.8, le pic observé à 6 et 7 bar est un artefact dû à des expériences imparfaites.

Nous notons que, quelle que soit la conduite et le fluide (eau et R11), la corrélation D.E.M.-2 prédit mieux le débit à faible écart à la saturation. A un écart à la saturation de 250 mbar, l'erreur obtenue est de 20% au pire .

Nous avons vu que le modèle D.E.M. donne une meilleure prédiction que H.E.M. étendu. Nous allons donc l'analyser de manière plus fine afin de mieux le comprendre. Pour cela, nous allons discuter sur les deux hypothèses du modèle citées au début du paragraphe.

La première hypothèse (vaporisation qui débute après la saturation : $P_i < P_{sat}$) semble destinée à représenter l'influence du phénomène de nucléation. D'après Féburie et al (1993), la valeur du paramètre k_1 a peu d'influence sur le résultat final. Nous avons tenté une simulation avec $k_1=1$ (la vaporisation commence dès que l'on atteint la pression de saturation) pour une pression de saturation de 4 bar et un écart de 0,25 bar, pour la corrélation D.E.M.-2.

$$\frac{\Delta G}{G} = -12 \% \text{ par rapport à } k_1=0,97 \text{ (A } k_1=0,95 \text{ et non } k_1=1, \text{ on obtient } 7 \%)$$

La valeur du flux massique obtenu à $k_1=1$ est inférieure à celle pour $k_1=0,97$, l'erreur est donc à rajouter aux 20% déjà cités.

La valeur de k_1 prise égale à 0,97 permet donc de réduire l'erreur de prédiction au niveau du flux massique surtout à faible écart à la saturation.

La qualité des résultats obtenus avec D.E.M. semble indiquer que si une précision sur le flux massique de 20% nous suffit, et lorsque l'écart à la saturation est au moins de 0,25 bar, l'influence de la nucléation (densité de sites de nucléation) peut être négligée. Nous n'avons pas à nous intéresser à la géométrie fine de la conduite (état de surface, angle de contact...), ni aux propriétés des trois interfaces (liquide, solide, gaz).

La seconde hypothèse (loi de fermeture D.E.M.-1 et D.E.M.-2) est une façon de représenter le transfert de liquide de la phase métastable vers les phases qui sont en équilibre l'une avec l'autre. Ce transfert prend en compte :

- la proportion de liquide métastable : $1 - y$. Le fait d'avoir pris un polynôme d'ordre 2 pour D.E.M.-2 doit permettre d'approcher la réalité, car la cinétique de disparition du liquide métastable n'est vraisemblablement pas linéaire.

- l'impact de la géométrie: L/D

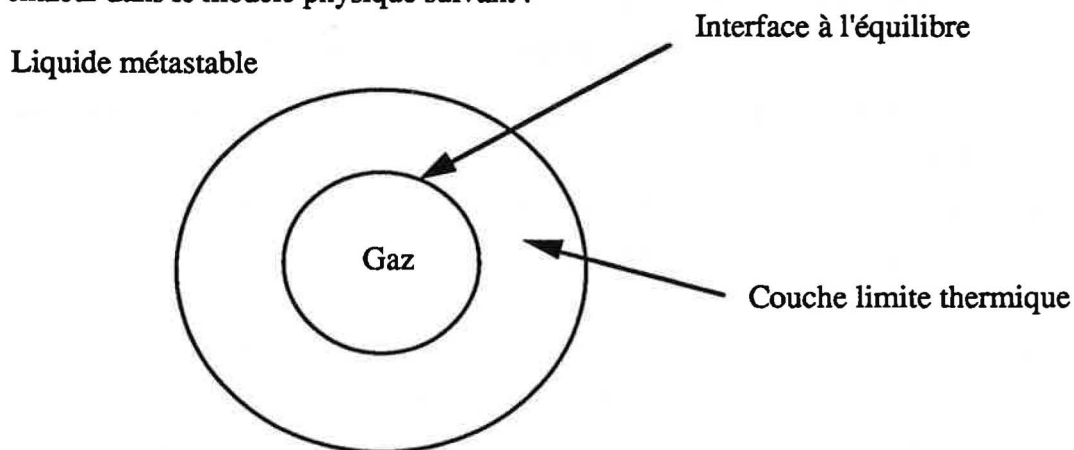
- l'écart à l'équilibre : $P_{\text{sat}} - P$ adimensionné par $P_c - P_{\text{sat}}$. C'est une simple transposition de l'écart à l'équilibre en température, qui traduit la capacité de transfert thermique.

- le taux de vide dans D.E.M.-2 par l'intermédiaire du rapport w_{l0}/w (égal à la vitesse superficielle du liquide initial sur la vitesse du fluide).

Nous sommes tentés de suggérer un complément à cette approche. En effet, il nous semble qu'à un écart à la saturation donné, le transfert dy/dz doit être essentiellement lié à l'aire d'interface entre le liquide et sa vapeur. Plutôt qu'une fonction en $(1 - y)^n$, nous verrions plutôt une fonction de type $[\alpha (1 - \alpha)]^m$ qui est d'abord nulle (quand se forment les premières bulles), qui croît et qui atteint un maximum puis décroît quand la disparition de la phase métastable limite le transfert. Pour m , nous pourrions prendre $2/3$ pour passer des volumes (α et $(1-\alpha)$) aux aires.

D'une façon plus générale, il nous semble qu'il peut être trompeur de parler de modèle à trois phases (ce qui amène à penser transfert de matière) alors que l'objectif est plutôt de traduire une cinétique de vaporisation dont on peut penser qu'elle est limitée par des transferts de chaleur.

On obtiendrait probablement un modèle mathématiquement très voisin en exprimant le flux de chaleur dans le modèle physique suivant :



Cette approche amènerait par exemple à exprimer l'écart à la saturation par des différences de températures plutôt que par des différences de pression.

En conclusion, le modèle D.E.M. prédit relativement bien les flux massiques expérimentaux même à faible écart à la saturation (erreur inférieure à 20%). La loi de fermeture D.E.M.-2 améliore les résultats. Par contre, ce modèle sous-estime toujours la valeur du flux massique, ce qui dans une optique de sécurité est pénalisant. Nous allons maintenant tester le modèle : H.R.M..

IV.2.4. MODELE HOMOGENE A RELAXATION (H.R.M.)

Dans ce paragraphe, nous allons traiter du modèle homogène à relaxation H.R.M. caractérisé par trois équations de conservation du mélange diphasique et par une équation de relaxation :

$$\frac{Dx}{Dt} = \frac{\Gamma_g}{\rho} = - \frac{x - x_e}{\theta}$$

avec : $\theta = \theta_0 \alpha^{-0,257} \psi^{-2,24}$

sachant que : $\theta_0 = 6,51 \text{ e}^{-4} \text{ s}$

$$\psi = \frac{P_{\text{sat}} - P}{P_{\text{sat}}}$$

Nous allons simuler ce modèle pour différentes conduites et produits.

Tout d'abord, nous avons testé ce modèle pour deux types de conduites : inox2 - 4mm (figure IV.2.9) et inox - 8 mm (figure IV.2.10) avec de l'eau.

Nous constatons que le flux massique du modèle H.R.M. prédit les résultats à $\pm 9 \%$. Les plus fortes erreurs de prédiction sont à faible écart à la saturation.

Il les surestime pour le tube inox - 8 mm, alors qu'il les sous-estime pour le tube inox2 - 4 mm. C'est uniquement avec cette dernière canalisation que le flux massique prédit par H.R.M. donne des résultats inférieurs à l'expérience (Cf. annexe C, pour les autres tubes).

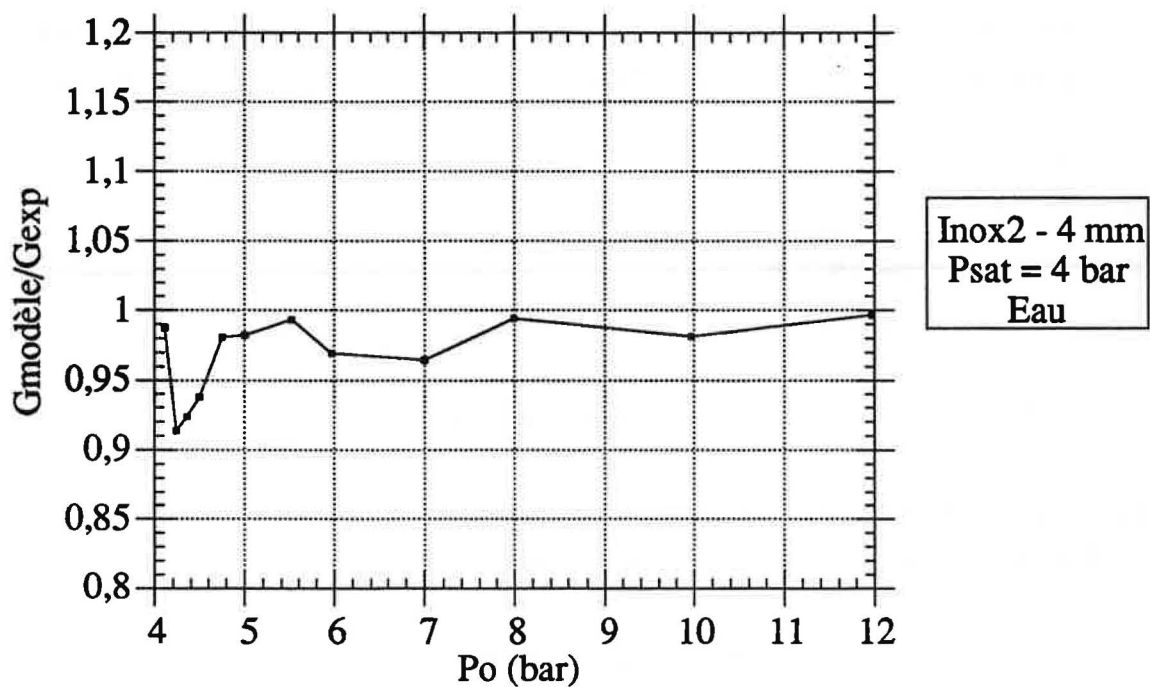


Fig. IV.2.9. Rapport de flux massique entre le modèle H.R.M. et l'expérience pour de l'eau (tube inox2 - 4mm)

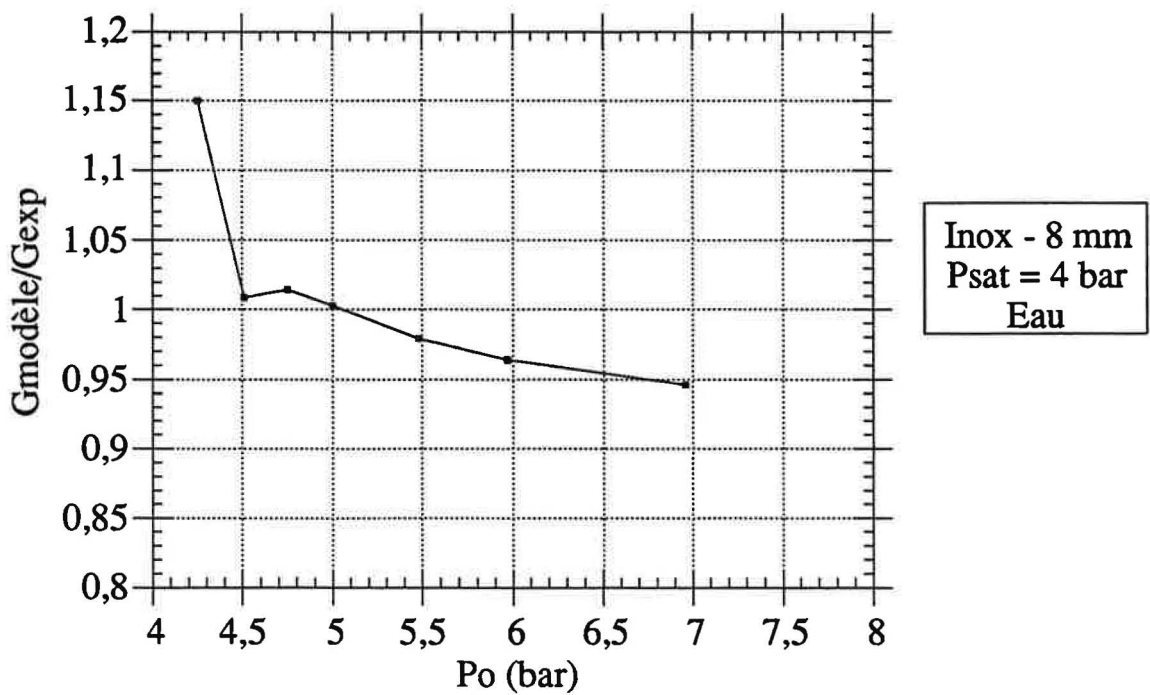


Fig. IV.2.10. Rapport de flux massique entre le modèle H.R.M. et l'expérience pour de l'eau (tube inox - 8 mm)

Ensuite, nous avons ensuite utilisé ce modèle avec le frigorigène R11 (figure IV.2.11).

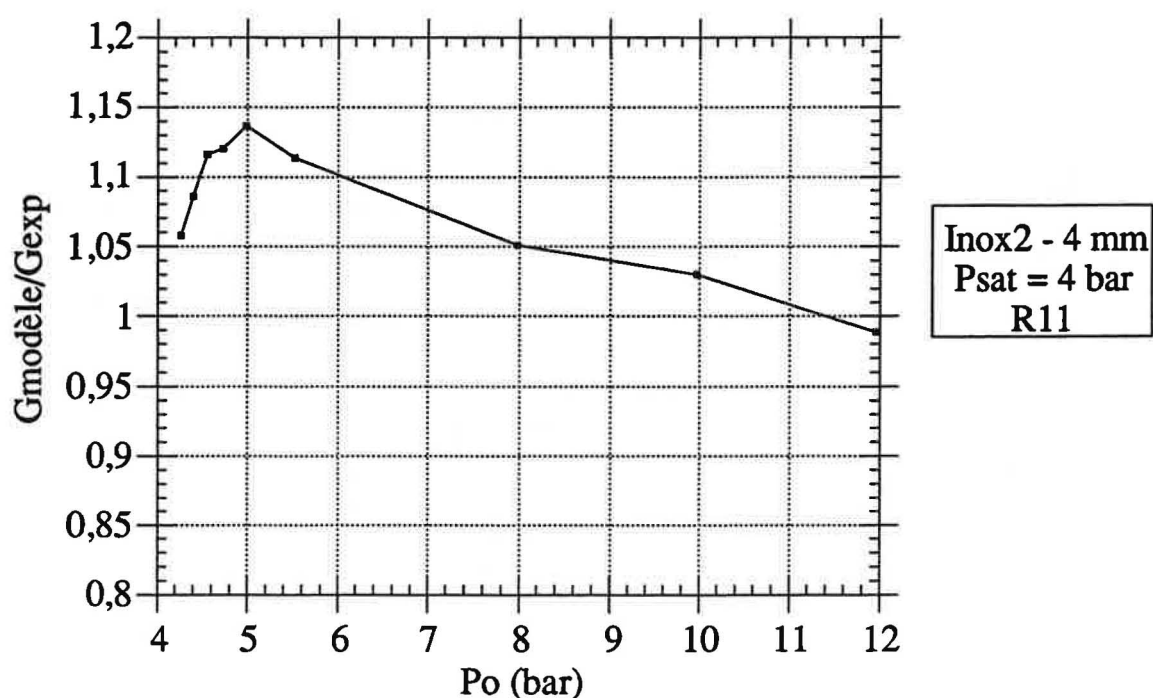


Fig. IV.2.11. Rapport de flux massique entre le modèle H.R.M. et l'expérience pour du R11 (tube inox2-4mm)

Nous remarquons également que ce modèle, avec la même conduite, surestime le flux massique expérimental dans le cas du R11, alors qu'il le sous-estime pour l'eau. L'erreur de prédiction est légèrement plus importante à conduite équivalente (erreur de 15% au lieu de 9%). Il semble donc en général surestimer les résultats (sauf conduite inox2 - 4 mm pour de l'eau) de 15% au maximum.

IV.2.5. PROFIL DE PRESSION

Nous allons tout d'abord exposer les profils de pression en conduite pour différents écarts à la saturation pour la conduite inox2 - 4 mm pour l'eau et le R11. Ensuite, à l'aide des modèles D.E.M. et H.R.M., nous comparerons les valeurs expérimentales et théoriques.

Pour un problème de clarté, nous n'avons pas fait figurer tous les écarts à la saturation. Nous nous sommes limités à 3 bar aussi bien pour l'eau que le R11. Les profils obtenus sont alors:

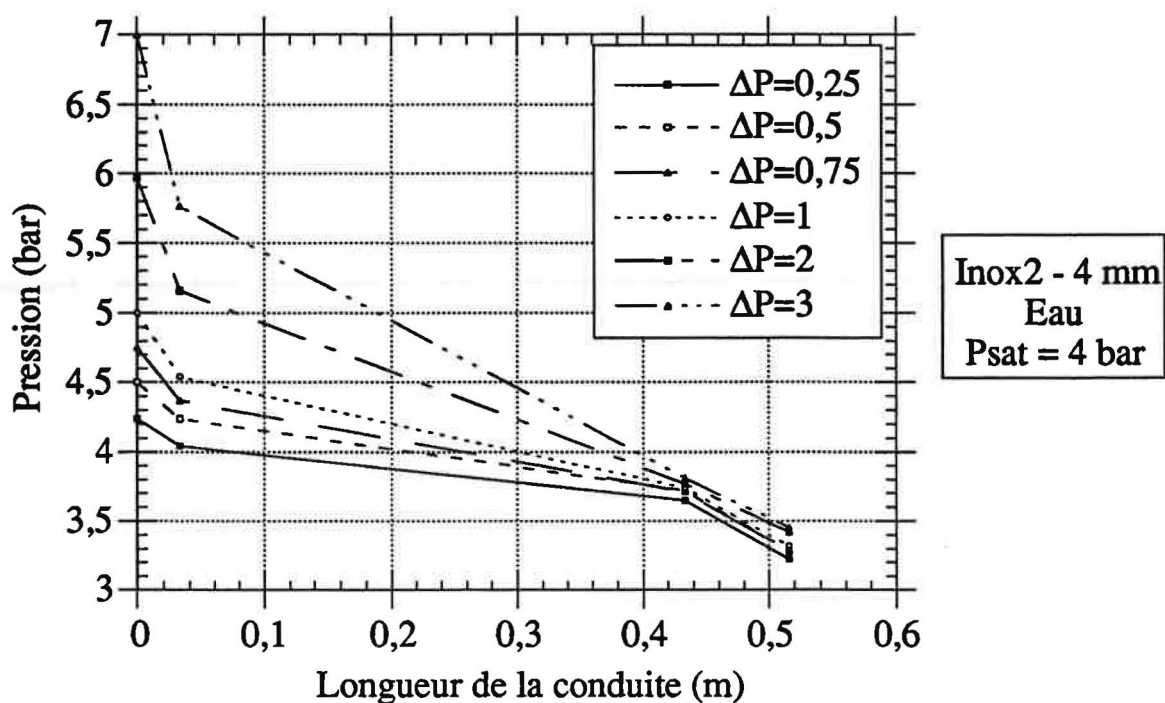


Fig. IV.2.12. Evolution du profil de pression avec l'écart à la saturation pour de l'eau

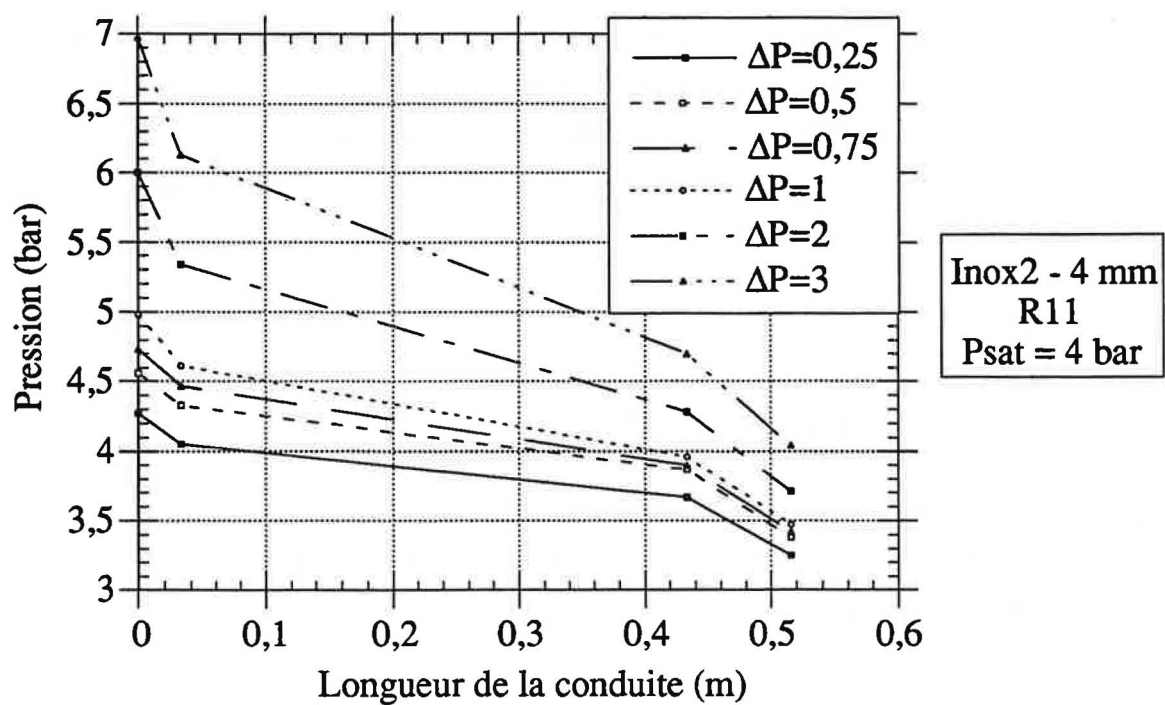


Fig. IV.2.13. Evolution du profil de pression avec l'écart à la saturation pour du R11

Même avec trois capteurs en conduite, on s'aperçoit que le profil de pression n'est pas linéaire, et que l'on a une courbure à la sortie d'autant plus importante que l'écart à la saturation est faible. Les figures IV.2.12 et IV.2.13 permettent de vérifier qualitativement que la région diphasique est plus longue quand l'écart à la saturation augmente.

Nous allons maintenant comparer les estimations de pression données par les modèles et l'expérience pour l'eau et le R11 (voir figure suivante IV.2.14 et IV.2.15). Nous avons choisi un faible écart de 0,5 bar par rapport à la saturation (4 bar).

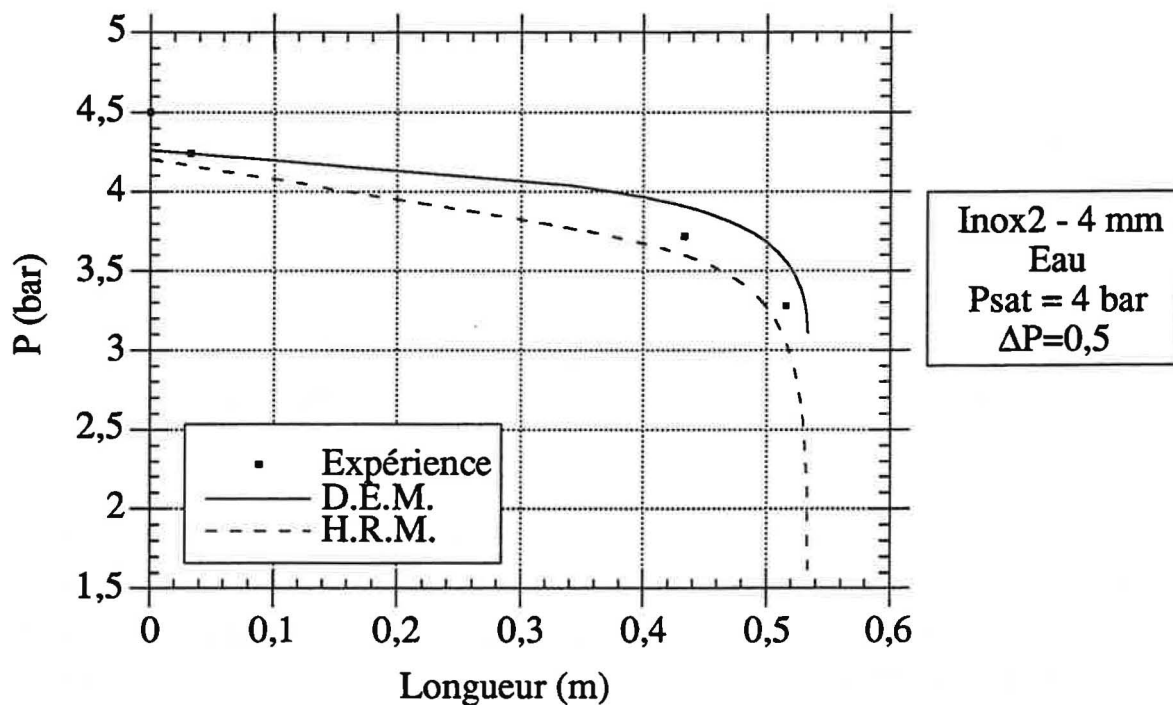


Fig. IV.2.14. Comparaison du profil de pression entre les modèles D.E.M. et H.R.M. et l'expérience pour l'eau

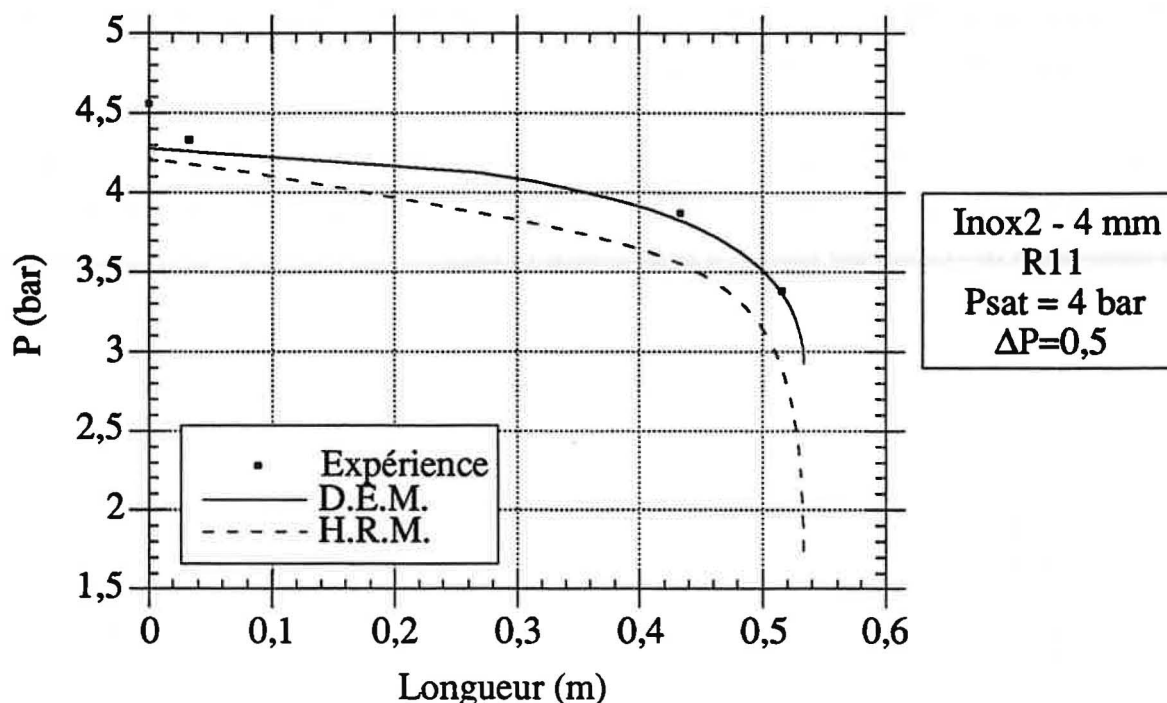


Fig. IV.2.15. Comparaison du profil de pression entre les modèles D.E.M. et H.R.M. et l'expérience pour le R11

Les figures IV.2.14 et IV.2.15 montrent que les profils prévus par D.E.M. et H.R.M. s'écartent au fur et à mesure que l'on se rapproche de la sortie. Néanmoins, l'écart entre les deux est de 500 mbar environ à 20 mm de la sortie (abscisse qui correspond à notre dernier point de mesure). Les pressions obtenues par les modèles D.E.M. et H.R.M. ne sont donc pas très éloignées l'une de l'autre.

Dans le cas de l'eau, les deux derniers points expérimentaux se trouvent à mi chemin entre les modèles. De plus, pour cette conduite inox2 - 4 mm, nous avons une erreur d'environ 210 mbar. Nous ne pouvons donc pas dire quel modèle prédit le mieux le profil de pression en conduite.

Pour le R11, les points expérimentaux sont plus proches du modèle D.E.M..

Cependant, vu le faible nombre de mesure et l'incertitude importante qui les entache, nous ne pouvons pas conclure lequel de ces modèles estime le mieux la pression en conduite. Toutefois, nous pouvons noter que les deux modèles semblent compatibles avec les données observées aussi bien pour l'eau que pour le R11.

IV.2.6. INFLUENCE DES FROTTEMENTS DANS LA REGION DIPHASIQUE

Nous allons reprendre le modèle homogène à l'équilibre avec frottement, et nous intéresser à l'influence de l'expression utilisée pour les frottements dans la partie diphasique.

La littérature fait apparaître de nombreuses corrélations pour quantifier des frottements en diphasique. Nous avons retenu celle du modèle homogène de Owens (1962) et les corrélations (extraites de Giot (1974)) de:

- Lombardo et Pedrocchi
- Lockhart Martinelli modifié par Richardson.

Nous avons également multiplié la rugosité du tube par dix, pour voir l'influence de ce facteur sur la partie diphasique de l'écoulement.

Pour comparer les différentes lois de frottement entre elles, nous avons pris comme référence le modèle de frottement homogène. Nous avons alors adimensionné le flux massique obtenu avec les corrélations de Lombardo et Pedrocchi et de Lockart Martinelli par le flux massique obtenu avec le modèle homogène.

Nous allons appliqué ces différentes lois de frottement pour le modèle de retard à l'équilibre D.E.M., puis pour celui homogène de relaxation H.R.M..

Dans le cas du modèle D.E.M., les différentes corrélations de frottements sont représentées sur la figure IV.2.12 pour un tube inox2-4mm avec de l'eau.

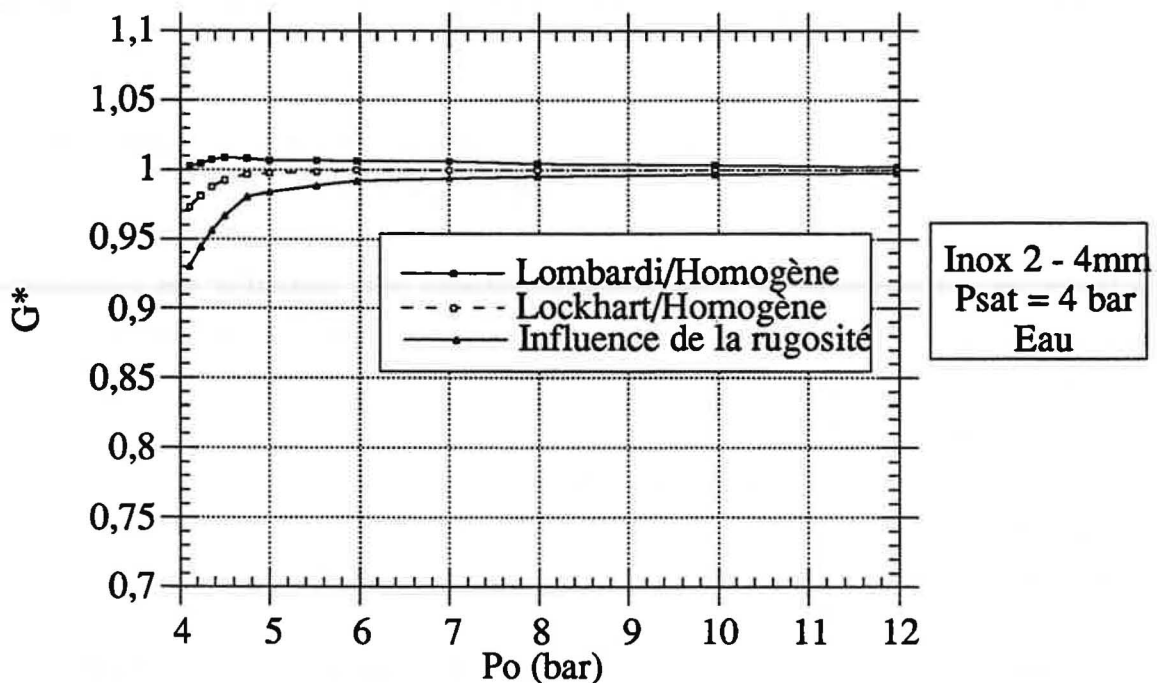


Fig. IV.2.16 Comparaison de différentes corrélations de frottement par rapport au modèle de frottement homogène pour le modèle D.E.M.

Nous constatons que les corrélations de Lombardi, de Lockart Martinelli donnent des flux semblables à ceux obtenus avec la loi de frottement homogène à 3% près.

Dans le cas où la rugosité est multipliée par dix, nous remarquons que l'écart est à peine de 7 %, à faible écart à la saturation ($\Delta P = 0,25$ bar). Cette écart se réduit ensuite à mesure que l'écart à la saturation augmente.

Cette augmentation de la rugosité se traduit par une élévation du coefficient de perte de charge régulière (multiplié par 2). Or, même si nous avons fait une erreur d'un ordre de grandeur sur la rugosité, ce qui n'est pas envisageable pour cette conduite, le flux massique prédit par le modèle D.E.M. ne varierait que de 7%, ce qui est peu.

Les corrélations choisies (Lombardi et Lockart Martinelli) pour les frottements et la rugosité ne jouent pas de rôle important sur la détermination du flux massique pour le modèle D.E.M., conformément aux conclusions de Féburie et al (1993).

Passons maintenant au cas du modèle H.R.M.

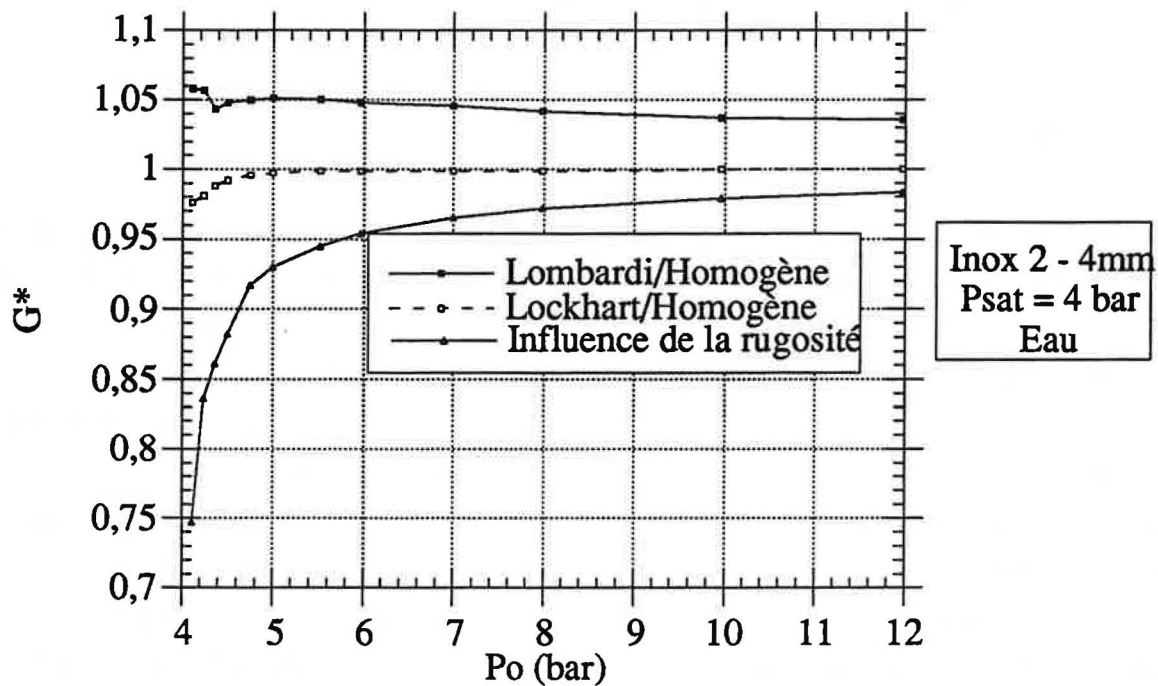


Fig. IV.2.17 Comparaison de différentes corrélations de frottement par rapport au modèle de frottement homogène pour le modèle H.R.M.

Les corrélations de Lockart Martinelli et de Lombardi et Pedrocchi donnent des flux similaires à ceux obtenus la loi du frottement homogène, dans le cas du modèle H.R.M., à 6% près (erreur 2 fois plus importantes que le modèle D.E.M.).

De plus, on note qu'à faible écart à la saturation en multipliant la rugosité par dix, l'écart de prédiction du flux massique est de 25%.

Le modèle H.R.M. est plus sensible aux frottements dans la région diphasique, que le modèle D.E.M. En multipliant le coefficient de perte de charge singulière par deux, et à faible écart à la saturation, le modèle H.R.M. sous-estime le flux massique de 25%, alors que D.E.M. le sous-évalue de 7%. Pour le modèle H.R.M., une bonne détermination de la rugosité est nécessaire.

IV.2.7. INFLUENCE DE DIVERS PARAMETRES

Dans cette partie, nous allons tenter d'aborder d'autres paramètres comme le glissement ou la structure de l'écoulement.

Comme nous l'avons vu dans la bibliographie il existe deux moyens de quantifier le glissement, soit à l'aide d'un rapport de vitesses comme Moody (1965,1966) et Fauske (1964,1965), soit à l'aide d'une différence de vitesses comme le modèle Drift Flux de Wallis (1969).

Toutefois ces modèles ont été validés et utilisés pour améliorer le cas d'écoulements initialement saturés ou diphasiques. Viguier (1992) a constaté dans ce cas là (fluide initialement saturé) que les modèles de Fauske (1964) et de Moody (1965) étaient très majorants (facteur de 2 à 3).

Les modèles de "drift flux" représentent probablement des approches plus réalistes. Cependant, la qualité de prévision du flux massique par le modèle D.E.M. ou le modèle H.R.M., aussi pour des écoulements d'eau dans plusieurs conduites que pour des écoulements de R11, nous amène à penser que le glissement ne peut jouer de rôle qu'à proximité de la saturation. Encore ce rôle se cantonnerait il à expliquer (au maximum) l'erreur résiduelle, qui est de 25% pour D.E.M. et 15% pour H.R.M. (pour $\Delta P > 0,1$ bar).

Nous serions même tenter de dire que si la forme des courbes obtenues avec le R11 est autant voisine de celle de l'eau, alors que les deux fluides présentent des rapports ρ_l/ρ_g très différents pour nos conditions expérimentales (428 pour l'eau et 63 pour le R11), c'est probablement que l'erreur résiduelle vient plus d'une mauvaise prise en compte des écarts à l'équilibre plutôt que du glissement entre les phases.

IV.2.8 CONCLUSION SUR LES ECOULEMENTS A FAIBLE ECART A LA SATURATION.

Le modèle homogène à l'équilibre (H.E.M.) qui prédit bien les flux massiques à fort écart à la saturation, devient de plus en plus minorant quand on s'approche d'un état saturé (jusqu'à 60% pour nos expériences à $P_o - P_{sat} = 0,1$ bar).

Pour palier ce défaut, nous avons testé des modèles hors équilibre comme celui de Henry-Fauske (1971), comme D.E.M. et H.R.M.

Le modèle de Henry surestime les résultats expérimentaux d'un facteur 2.

Le modèle de retard à l'équilibre (D.E.M.) dans sa variante D.E.M.-2, prédit les flux massiques à 20% près aussi bien pour l'eau que pour le R11. La relation de fermeture D.E.M.-2 donne de meilleurs résultats que D.E.M.-1. Dans tous les cas, le modèle sous-estime légèrement les résultats expérimentaux.

Le modèle homogène à relaxation (H.R.M.) prévoit les résultats expérimentaux à 15%. Contrairement de D.E.M., ce modèle surestime en général (sauf conduite inox2 - 4 mm avec de l'eau) les valeurs expérimentales. Le modèle H.R.M. est donc plus précis que D.E.M..

Ces modèles se comportent de la même façon vis à vis de l'eau et du frigorigène R11.

Les modèles hors équilibre (D.E.M. et H.R.M.) bien que possédant des lois de fermeture qui sont discutables (ou améliorables), sont relativement simples par rapport à des modèles à 6 équations, et donnent des résultats en bonne concordance avec les expériences sur toute la plage d'écart à la saturation. L'incertitude diminue même sensiblement lorsque l'écart à la saturation augmente.

Cela signifie que les phénomènes négligés par les modèles D.E.M. et H.R.M. (glissement entre les phases ...) expliquent au maximum l'erreur commise par ces deux modèles. Nous soupçonnons même que cette influence est limitée, car nous avons tendance à imputer cet erreur à une modélisation encore imparfaite des écarts à l'équilibre.

Nous avons vu (IV.1) que le modèle H.E.M. étendu suffit pour obtenir une très bonne évaluation du flux massique, à partir d'un certain seuil d'écart à la saturation. C'est ce seuil que nous allons examiner maintenant.

IV.3. FRONTIERE FAIBLE ECART - FORT ECART

A partir d'un certain seuil, il devient intéressant (parce que très facile à calculer) et raisonnable (car erreur induite suffisamment faible) d'utiliser l'expression du flux massique issue de l'extension du modèle H.E.M.:

$$G = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi + \lambda \frac{L}{D}}} \sqrt{2 * \rho_1 (P_o - P_{sat}(T_o))}$$

C'est ce seuil que nous allons examiner maintenant. Pour cela, nous allons utiliser les réflexions de Collins (1978) et de Leung (1990) correspondant au modèle I.H.E. que nous adapterons au modèle H.E.M.. Puis nous comparerons les critères obtenus aux résultats expérimentaux.

Collins (1978) étend l'application du modèle I.H.E. (modèle isentropique homogène à l'équilibre) aux écoulements sous saturés. Il existe une région (plage d'écart à la saturation) où la pression critique est égale à la pression de saturation. L'écoulement est alors entièrement liquide dans la conduite. Si l'écart à la saturation est plus faible, Collins (1978) prévoit l'existence d'une région diphasique et la pression critique est inférieure à la pression de saturation.

En nous inspirant de son article, nous avons cherché à déterminer les conditions initiales de pression P_{o_s} et de température T_o dans le réservoir qui nous permettent d'être critique à saturation. Tout d'abord, nous avons écrit l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour un modèle I.H.E..

$$du = \frac{-\vartheta}{u} dP \quad \Rightarrow \quad u = \vartheta_1 \sqrt{\frac{-dP}{du}}$$

Cette équation est vraie dans la partie monophasique entièrement liquide entre P_{o_s} et P_{sat} , d'où il vient :

$$u = \sqrt{2 \vartheta_1 (P_{o_s} - P_{sat})}$$

Pour que l'on soit critique au point de saturation, il faut que la vitesse du côté diphasique et celle monophasique soient égales à saturation.

$$P_{o_s} - P_{sat} = \frac{\vartheta_{1o}}{2} \left(-\frac{dP}{d\vartheta} \right)_s$$

ce qui donne après développement en $x=0$:

$$P_{o_s} - P_{sat} = \frac{\vartheta_{1o}}{2} \frac{dP}{dT} \left(\frac{d\vartheta_1}{dT} - \frac{\vartheta_g - \vartheta_l}{S_{lg}} \frac{dS_l}{dT} \right)^{-1}$$

Si la pression P_o du réservoir est supérieure ou égale à la pression P_{o_s} calculée, alors l'écoulement est totalement liquide, et nous nous trouvons dans le cas du fort écart à la saturation. P_{o_s} est donc la pression seuil à obtenir.

Dans le cas d'un modèle H.E.M. avec frottement dans la partie liquide, et avec un raisonnement identique, on obtient :

$$\frac{Po_s - Psat}{1 + \xi + \lambda L/d} = \frac{\vartheta_{lo}}{2} \frac{dP}{dT} \left(\frac{d\vartheta_l}{dT} - \frac{\vartheta_g - \vartheta_l}{S_{lg}} \frac{dS_l}{dT} \right)^{-1}$$

Cette expression donne un seuil qui ne dépend que de la température dans le réservoir To , et qui

vaut : $\frac{Po_s - Psat}{1 + \xi + \lambda L/d} = 0,02$ bar pour l'eau à $143,57^\circ\text{C}$

et $\frac{Po_s - Psat}{1 + \xi + \lambda L/d} = 0,18$ bar pour le R11 à 70°C

Nous allons tout d'abord calculer pour une pression de saturation de 4 bar, l'écart à la saturation ΔPo_s (égal à $Po_s - Psat$) à obtenir pour être dans une zone de fort écart à la saturation selon H.E.M..

	Tube inox1 - 4 mm - Eau	Tube inox1 - 8 mm - Eau	Tube cuivre - 4 mm - Eau	Tube inox2 - 4 mm - Eau	Tube inox2 - 4 mm - R11
$1 + \xi + \lambda L/d$	7,43	2,50	4,93	4,98	5,03
ΔPo_s (en bar)	0,49	0,17	0,33	0,33	0,9
(Po_s)	(4,5)	(4,17)	(4,33)	(4,33)	(4,9)

Nous remarquons que la pression absolue à partir de laquelle on peut considérer les expériences comme à fort écart à la saturation est légèrement différente selon les conduites et la nature du fluide, ce qui semble logique car les frottements n'y sont pas équivalents. Pour nous affranchir de cela, nous allons rapporter l'écart à la saturation ΔPo_s par les frottements.

Afin de comparer, les critères de transition obtenus avec l'expérience, nous avons représenté sur les figures IV.3.1 à IV.3.5, le débit adimensionné G^* en fonction de l'écart à la saturation ΔPo^* par les frottements pour nos différentes conduites.

avec : $G^* = \frac{G_{calc}}{G_{exp}}$ sachant que: $G_{calc} = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi + \lambda \frac{L}{D}}} \sqrt{2 \rho_{lo} (Po - Psat(To))}$

$$\Delta Po_s^* = \frac{Po_s - Psat}{1 + \xi + \lambda L/d}$$

On observe que, qualitativement, il y a bien une certaine analogie entre la courbe expérimentale et la courbe théorique. Elle possède aussi une partie où la croissance est rapide (région des

faibles écarts). Comme la courbe théorique, la courbe expérimentale présente une partie quasi-horizontale où G^* est voisin de l'unité (c'est la région des forts écarts à la saturation). Cette observation semble confirmer l'existence de deux mécanismes différents suivant la région. Cependant, contrairement à la théorie où l'on va instantanément d'une région à l'autre, dans l'expérience on constate l'existence d'une zone intermédiaire où l'on passe progressivement d'un état à l'autre.

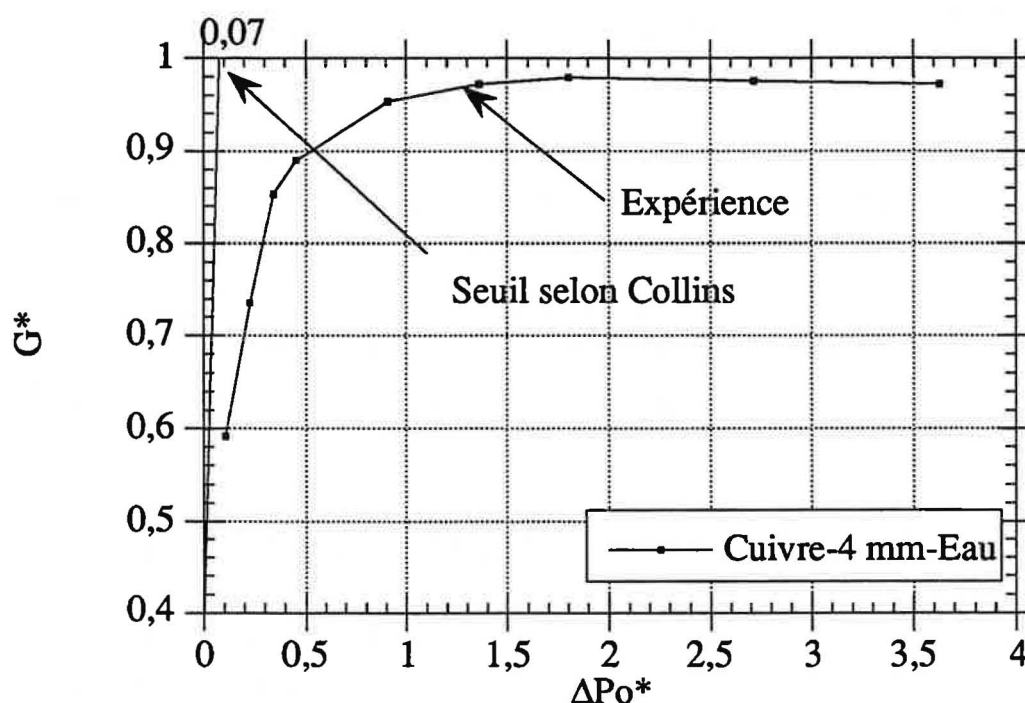


Fig. IV.3.1. Comparaison du critère de Collins et de l'expérience pour un tube cuivre - 4 mm

Nous pouvons définir la frontière expérimentale soit en prolongeant linéairement la première partie de la courbe, soit en recherchant à quel moment la courbe expérimentale s'écarte sensiblement de son asymptote horizontale (cf. Figure IV.3.2 à IV.3.5 et tableau ci dessous).

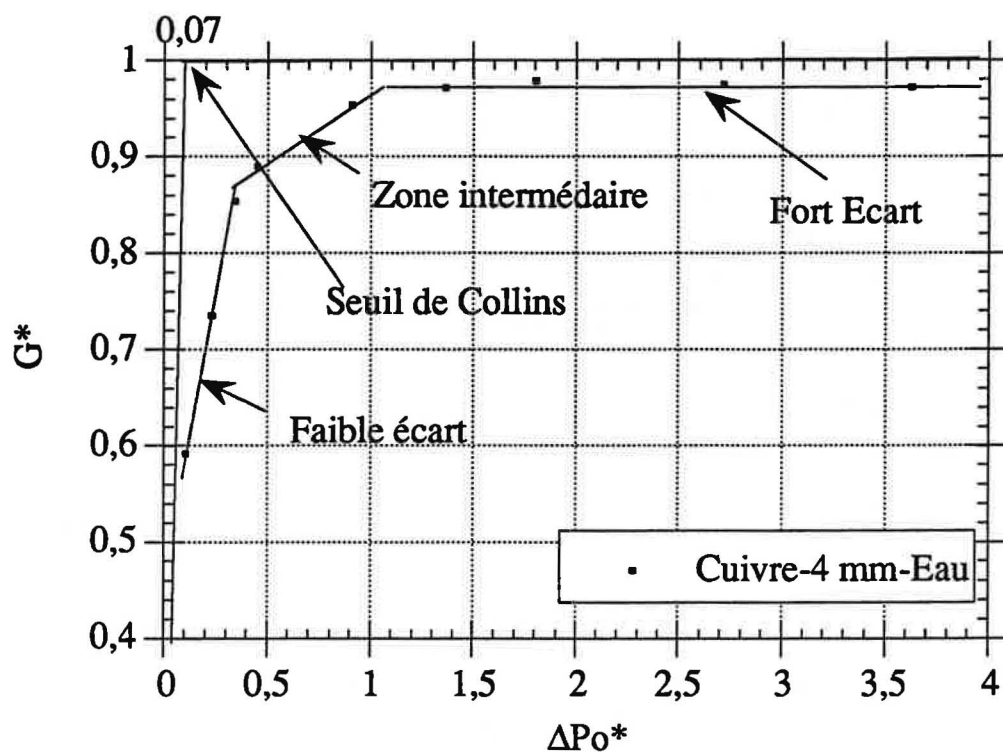


Fig. IV.3.2. Détermination des différentes zones et du seuil ΔPo^* pour un tube cuivre - 4 mm

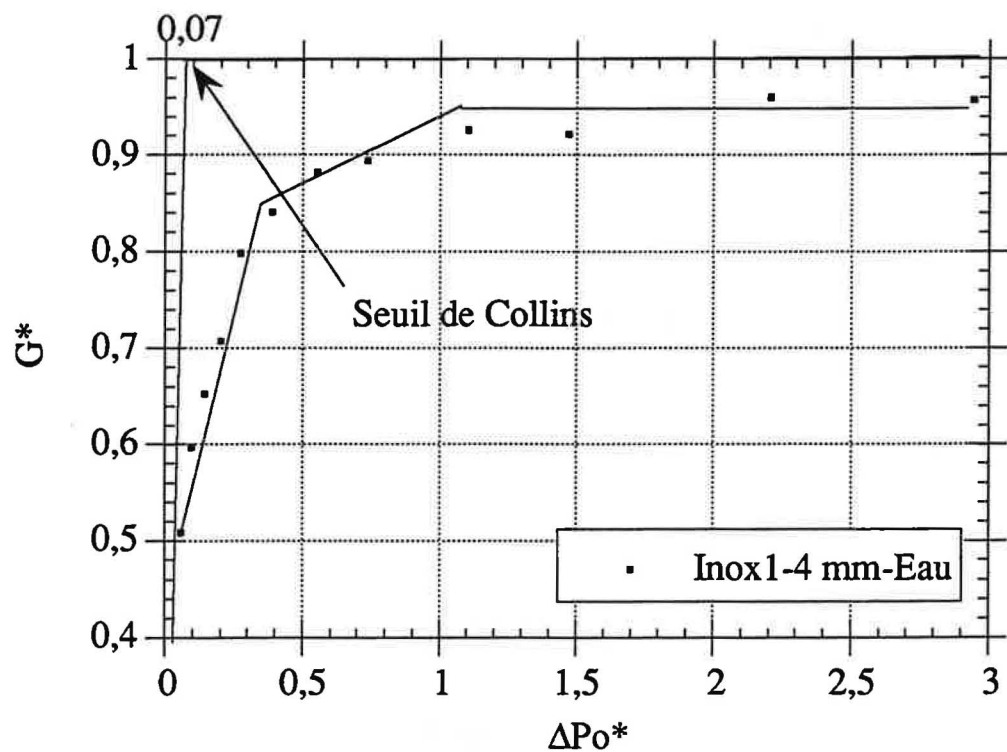


Fig. IV.3.3. Détermination du seuil ΔPo^* pour l'expérience pour les conduites inox1-4mm

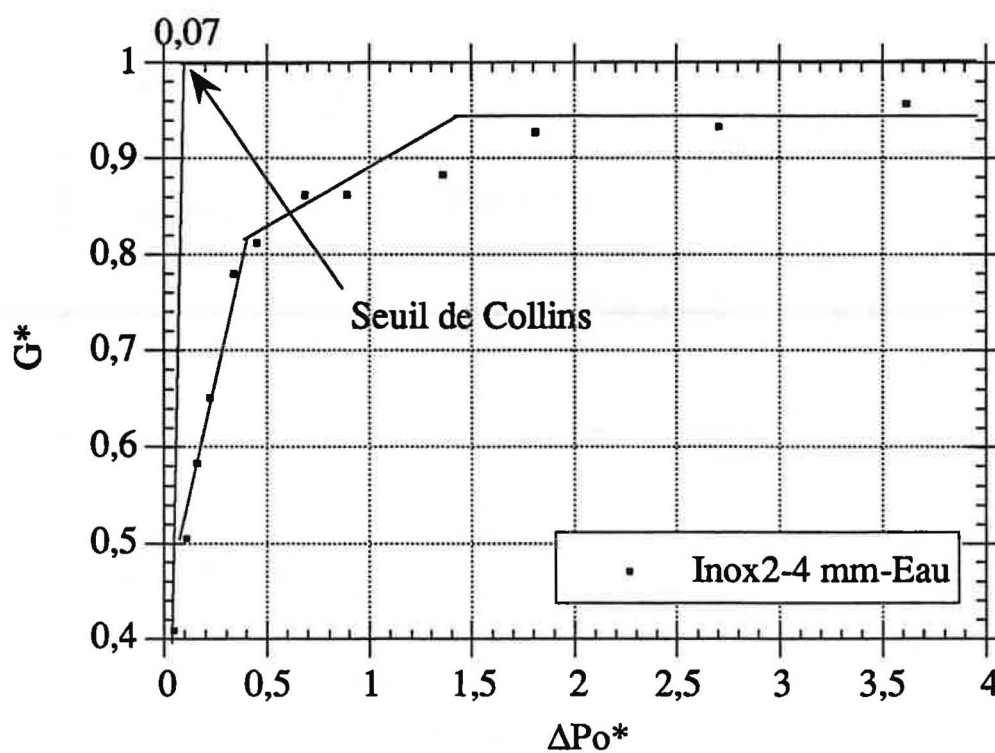


Fig. IV.3.4. Détermination de ΔP_{o^*} pour l'expérience pour la conduite inox2-4mm avec de l'eau

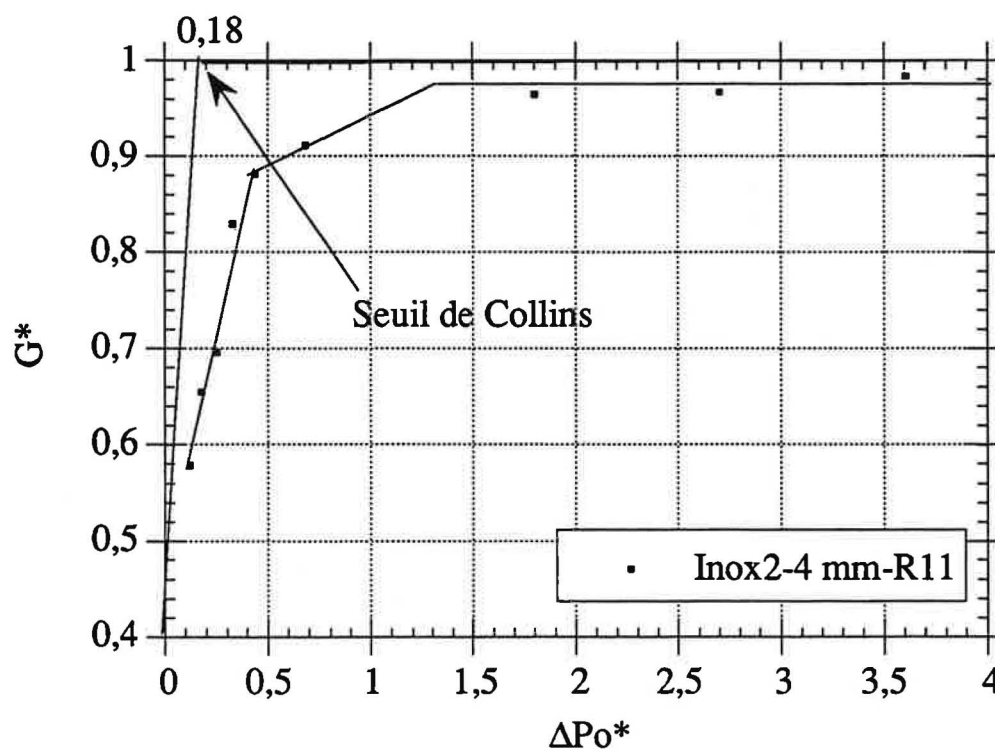


Fig. IV.3.5. Détermination de ΔP_{o^*} pour l'expérience pour la conduite inox2 avec le R11.

Dans le tableau ci-dessous, nous avons récapitulé les seuils expérimentaux et de ceux de Collins (1978).

	Tube inox1 - 4 mm - Eau	Tube inox1 - 8 mm - Eau	Tube cuivre - 4 mm - Eau	Tube inox2 - 4 mm - Eau	Tube inox2 - 4 mm - R11
$1 + \xi + \lambda L/d$	7,43	2,50	4,93	4,98	5,03
Selon Collins					
ΔPo_s^*	0,07	0,07	0,07	0,07	0,18
ΔPo_s	0,19	0,11	0,16	0,16	0,40
Expérimental					
ΔPo_s^*	1,10	/	1,15	1,45	1,30
ΔPo_s	3,00	/	2,55	3,25	2,95

Remarque : Nous n'avons pas tracé la courbe pour la conduite inox1-8mm, car pour celle-ci nous n'avons pu atteindre que des écarts à la saturation de l'ordre de 3 bar et nous n'arrivons pas à être à la zone de fort écart. Pour le R11 (figure IV.3.5.), nous avons dû supprimer deux points expérimentaux situés dans la zone intermédiaire qui sont erronés ($G^* > 1$).

On observe alors que la frontière indiquée par l'expérience correspond à un écart à la saturation beaucoup plus élevé que prévu par le modèle de Collins (1978), ou notre extension du modèle H.E.M..

Des deux observations (transition progressive et écart plus élevé que prévu) montrent que la longueur de la région diphasique ne devient pas négligeable aussi vite que prévu par notre extension du modèle H.E.M. et que le seuil qui en résulte est largement sous estimé (d'un facteur 10 au moins).

La forme des courbes obtenues avec les différentes conduites et avec les deux fluides étudiés est très voisine. Si cette observation peut être extrapolée, il semblerait donc que l'on puisse considérer que l'expression du flux massique selon H.E.M. étendu peut être utilisé avec une bonne précision dès que ΔPo^* est supérieure à 1,5 bar.

Les essais GAZLIQ avec des conduites à plus faible coefficient de frottement et avec divers fluides devraient permettre de vérifier la validité de cette assertion.

Les modèles D.E.M. ou H.R.M. permettraient de prévoir la frontière qui nous intéresse ici, presque aussi bien les résultats expérimentaux eux-mêmes. Cependant cette démarche ne présente pas d'intérêt dans le sens où il n'est pas logique d'avoir à mettre en oeuvre ces modèles pour déterminer qu'il est possible de les éviter.

CONCLUSION

Les objectifs de cette thèse étaient de réaliser des essais avec différents fluides pour valider les modèles proposés dans la littérature.

L'étude bibliographique a permis de faire le tour de ces modèles et de **choisir la géométrie de nos conduites d'essai** (conduite cylindrique horizontale, longueur 0,535 m, diamètres intérieurs 4 et 8 mm, entrée arrondie). Elle a aussi confirmé **l'extrême rareté des expériences réalisées avec d'autres fluides** que l'eau.

Notre installation expérimentale a été **conçue pour manipuler des fluides inflammables**. C'est un dispositif de taille importante pour notre laboratoire de recherche essentiellement composé de deux réservoirs reliés entre eux par notre conduite d'essai. Malheureusement, le temps de conception, de réalisation et de mise au point de ce montage a limité nos essais à l'eau et au R11, alors que nous avions initialement envisagé d'autres fluides.

Cette installation permet une **bonne maîtrise des conditions thermodynamiques** en amont de la conduite d'essai (pression stable à ± 15 mbar, température à $\pm 0,15^\circ\text{C}$). L'incertitude sur la mesure de l'écart à la saturation est de ± 91 mbar, celle sur le flux massique de $\pm 3,5\%$.

La mesure des pressions dans les conduites d'essai constitue le point faible de notre installation. Il en résulte une incertitude importante sur la détermination des rugosités équivalentes, qui en retour perturbe l'évaluation des flux massiques par les modèles (sauf pour la canalisation inox2 - 4 mm).

La confrontation de nos résultats avec ceux de Uchida et Nariai (1966) nous a amenés à reprendre des essais avec plusieurs conduites. Cela a mis en relief l'importance des frottements sur les écoulements qui nous intéressent. Nous avons pu ensuite réaliser des essais dans une même conduite (diamètre 4 mm, longueur 0,535 m, acier inoxydable) avec les deux fluides que nous avons retenus : eau et R11.

Ces essais ont mis en évidence la difficulté de comparer les flux massiques obtenus avec différentes conduites.

Pour prédire le flux massique, nous nous sommes tout d'abord intéressé à la zone de fort écart à la saturation. Nous avons constaté que pour **nos conduites longues**, il est **indispensable de prendre en compte les frottements dans la région monophasique**. Les modèles qui ne le font pas (Henry-Fauske (1971) ou Leung (1990) par exemple) surestiment largement le flux massique. Nous avons constaté que le modèle **H.E.M.**

étendu estime parfaitement le flux massique aussi bien pour l'eau que pour le R11 dans cette zone (au incertitude de mesure près).

Cela indique que, pour les deux fluides considérés et avec une conduite longue, les cinétiques de nucléation et de vaporisation sont suffisantes pour imposer toujours l'existence d'une région diphasique, si courte soit elle. Cela conduit à dire que la pression de sortie est voisine de la pression de saturation.

L'observation de nos résultats expérimentaux nous a montré que le modèle **H.E.M. étendu** **prédit bien le flux massique lorsque l'écart à la saturation réduit par les frottements** ($P_o - P_{sat} / \sqrt{1 + \lambda L/D + \xi}$) **est supérieur à 1,5**. Les expériences menées dans le cadre du programme GAZLIQ avec d'autres conduites (frottements plus faibles) et d'autres fluides permettront de vérifier la validité de ce seuil.

Deux modèles **D.E.M.** (modèle de retard à l'équilibre) et **H.R.M.** (modèle homogène à relaxation) **prédisent très bien sur toute la plage d'écart à la saturation les résultats expérimentaux**. Ils se comportent de la même façon vis à vis de l'eau et du R11. La seule différence est que D.E.M. sous estime les résultats expérimentaux ($\pm 20\%$) alors que H.R.M. les surestime en général (sauf conduite inox2 - 4 mm avec de l'eau) de $\pm 15\%$. D'un point de vue sécurité, le modèle H.R.M. est donc le plus intéressant.

L'influence des phénomènes négligés (glissement entre les phases,...) est nécessairement circonscrite à l'intérieur de cette incertitude. Nous pensons même qu'elle est encore plus faible, l'écart constaté entre D.E.M. et H.R.M. pouvant probablement être diminué par une meilleure représentation du phénomène d'écart à l'équilibre.

Des expériences complémentaires sont actuellement en cours avec des fluides inflammables (méthanol, butane). Elles sont réalisées sur le site du GESIP à Vernon (Eure). La conduite d'essai a bénéficié d'améliorations (pas de perte de charge singulière à l'entrée, un plus grand nombre de capteurs ...) . Le dépouillement de ces résultats permettra de vérifier la validité les conclusions énoncées ci-dessus.

Sous l'**angle de la sécurité des installations industrielles**, il nous semble que les résultats qui précèdent présentent quelque intérêt. En effet, le scénario généralement retenu pour la perte de confinement suppose que le contenu du réservoir est à saturation. Il est probablement fréquent que cela ne corresponde pas à la situation réelle. En effet, le rayonnement solaire des réservoirs réchauffe d'abord le ciel gazeux et place le contenu liquide en situation de sous refroidissement. C'est ainsi que Nyren et Winter (1987) ont fait leurs essais avec un écart à la saturation involontaire de 5 bar pour de l'ammoniac. Nous avons eu écho de soupapes de sécurité qui s'ouvraient spontanément sur des réservoirs dans une région tropicale, dénotant là

encore de sousrefroidissements significatifs. Le débit à la brèche initial en cas de perte de confinement peut alors être multiplié par un facteur de trois ou quatre. Il s'atténuera ensuite plus ou moins vite à mesure de la vidange. Si l'on s'intéresse à cette situation, les modèles que nous avons évoqués seront très utiles.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

Al Sahan M.A., 1988. On the development of the flow regimes and the formulation of a mechanistic non-equilibrium model for critical two-phase flow. Ph. D. Thesis, University of Toronto, Department of Mechanical Engineering.

Ardron K.H. and Ackerman M.C., 1978. Studies of the critical flow of subcooled water in a pipe. Transient two phase flow. Proceedings of the 2nd specialists meeting in Paris, June 12-14, Vol. 2, pp 517-543.

Bilicki Z. and Kestin J., 1990. Physical aspects of the relaxation model in two phase flow. Proc. Roy. Soc. London ser. A, Vol. 428, pp 379-397.

Bilicki Z., Kwidzinski R., and Mohammadein S.A., 1996. Evaluation of the relaxation time of heat and mass exchange in the liquid-vapour bubble flow. Int J. Heat Mass Transfer, Vol. 39, N° 4, pp 753-759.

Bolle L., Downar-Zapolski P., Franco J. and Seynhaeve J.M., 1995. Flashing water flow through a safety valve. J. Loss Prev. Process Ind., Vol. 8, N° 2, pp 111-126.

Bouré J.A., Fritte A.A., Giot M. and Réocreux M.L., 1976. Highlights of two-phase critical flow : on the links between maximum flow rates, sonic velocities, propagation and transfer phenomena in single and two-phase flows. Int. J. Multiphase Flow, Vol 3, n°1, pp 1-22.

Chisholm D., 1983. Two phase flow in pipelines and heat exchangers. Pitman Press Ltd, Bath in Great Britain.

Collins R.L., 1978. Choked expansion of subcooled water and IHE flow model. J. Heat Transfer, Vol 100, pp 275-279.

Delhaye J.M., 1981. Les écoulements diphasiques gaz, liquide en conduite. Entropie, n° 99, pp 3-25.

Fauske H.K., 1964. Some ideas about the mechanisms causing two phase critical flow. Applied Sci. Res., Vol. 13, pp 149-160.

Fauske H.K., 1965. Two phase two and one component critical flow. Symp. on two phase flow. Ed. P.M.C. Lacey, Univ. of Exeter, Vol. 1, pp 101-114.

Féburie V., Giot M., Granger S., and Seynhaeve J.M., 1993. A model for choked flow through cracks with inlet subcooling. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 19, N°4, pp 541-562.

Fletcher B., 1984. Discharge of saturated liquids through pipes. J. Hazardous Mater., Vol. 8, n°4, pp 377-380.

Giot M. and Fritte A., 1972. Two phase two and one component critical flows with the variable slip model. Proc. Int. Symp. on two phase systems, Vol. 6, pp 651-670.

Giot M., 1974. L'écoulement d'un mélange liquide-vapeur en conduite. Calcul des pertes de pression. Acta Technica Belgica. EPE. Vol 10, n°2, pp 63-78.

Giot M., 1981. Critical flows. Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering, Delhay-Giot-Riethmuller Eds., chap. 18, pp 405-452.

Hardekopft F. and Mewes D., 1989. The pressure ratio of critical two phase flows. Chem. Eng. Technol., 12, pp 89-96.

Hardy Ph. and Mali P., 1982. Validation and development of a model describing subcooled critical flows through long tubes. Revue de l'énergie primaire, Vol 18, N°1, pp 5-23.

Henry R.E. and Fauske H.K., 1971. The two phase critical flow of one-component mixtures in nozzles, orifices and short tubes. Journal of Heat Transfer, May, Vol 95, pp 179-189

Hsu Y.Y., 1962. On the size range of active nucléation cavities on a heating surface, ASME J. of Heat Transfer, Vol. 84, p 207.

Jones O.C., 1992. Nonequilibrium phase change-- 1. Flashing inception, critical flow, and void development in ducts. Boiling Heat Transfer, Vol. , pp 189-234.

Kaouane F., 1987. Etude expérimentale de la nucléation en autovaporisation d'un liquide initialement sous refroidi. Thèse de Magister, Université Catholique de Louvain, Belgique. Haut commissariat à la recherche, Algérie. (tiré de Yan (1991)).

Kocamustafaogullari G., 1983. Pressure dependance of bubble departure diameter for water. Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol 10., p 501.

Kocamustafaogullari G. and Ishii M., 1983. Interfacial area nucleation and nucleation site density in boiling systems. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 26, p 1337.

Kevorkov L.R., Lutovinov S.Z., and Tikhonenko L.K., 1977. Influence of the scale factors on the critical discharge of saturated water from straight tubes with a sharp inlet edge. Thermal Engng, 24,7, pp 58-61.

Lackmé C., 1978. Limitation de l'autovaporisation d'un liquide sursaturé liée à l'expulsion sonique des phases produites. Rapport CEA-R-4942.

Lackmé C., 1979. Propagation d'un front de vaporisation dans un tube peil d'eau chaude brusquement détendue. Rapport CEA-R-4986.

Lackmé C., 1980. Thermodynamics of critical two phase flow discharge from long pipes and initially subcooled water. Heat Transfer in Nucl. Safety Reactors, pp 391-407.

Leung J.C., 1986. A generalized correlation for one-component homogeneous equilibrium flashing choked flow. Aiche Journal, October, Vol 32, n°10, pp 1743-1746.

Leung J.C., 1988. A generalized correlation for flashing choked flow of initially subcooled liquid. Aiche Journal, April, Vol 34, n°4, pp 688-691.

Leung J.C., 1990. Two-phase flow discharge in nozzles and pipes - a unified approach. J. Loss Prevention Ind. ,Vol 3, January, pp 27-32.

Nyren K. and Winter S., 1987. Discharge of condensed sulfur dioxide : a field test study of the source behaviour with different release geometries. J. of Hazardous Materials, n°14, pp 365-386.

Magalhaes J.L., Leblond J. et Roulleau M., 1985. Superheating and initiation of boiling in flowing CO₂. Phys. Chem. Hydro., Vol. 6, p 415.

Miller R.S., 1985. Photographic observations of bubble formation in flashing nozzle flow. ASME, J. of Heat Transfer, Vol. 107, p 750.

Moody F.J., 1965. Maximum flow rate of a single component two phase mixture. J. of Heat Transfer, Ser. C., Vol. 87, pp 134-142.

Moody F.J., 1966. Maximum two phase vessel blowdown from pipes. J. of Heat Transfer, Vol. 88, pp 285-293.

Morris S.D., 1983. Non-equilibrium two phase flow in nozzles.

Ogasawara H., 1969. A theoretical approach to two-phase critical flow. 4th report : Experiments on Saturated Water Discharging through long tubes. Bulletin of J.S.M.E., Vol. 12, n° 52, pp 837-846.

Owens N.L., 1962. Two phase pressure gradient. International Developments in Heat Transfer, Part II. (cité par Giot M.,1974).

Plesset M.S. and Zwick S.A., 1954. The growth of vapor bubbles in superheated liquids. J. Of Applied Phys., Vol. 25, N° 4, pp 493-500.

Richter H.J., 1983. Separated two phase flow model : application to critical two phase flow. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 9, N° 5, pp 511-530.

Shin T.S. and Jones O.C. Jr, 1986. An active cavity model for flashing. Nucl. Eng. Des., Vol. 95, p 185.

Seynhaeve J.M., 1980. Etude expérimentale des écoulements diphasiques critique à faible titre. Thèse de docteur, Université Catholique de Louvain.

Seynhaeve J.M., 1996. Communication personnelle.

Sozzi G.L. and Sutherland W.A., 1975. Critical flow of saturated and subcooled water at high pressure. Non-equilibrium Two-phase Flows, A.S.M.E. Winter Meeting, Lahey-Wallis Eds., pp 19-26.

Uchida H. and Nariyai H., 1966. Discharge of saturated water through pipes and orifices. A.S.M.E., Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., vol 5, pp 1-12.

Van Den Akker H.E.A., Snoey H., and Spoelstra H., 1983. Discharges of pressurised liquefied gases through apertures and pipes. I. Chem. E. Symp. Series, 4th Intern. Symp. On Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, n°80, pp E23-E35.

Viguié F., 1992. Ecoulements diphasiques lors de la vidange d'un réservoir de gaz liquéfiés sous pression. Comparaison Eau - CFC11 - CFC113. Thèse de l'Ecole des Mines de Saint Etienne et de Paris.

Wallis G.B., 1969. One dimensional two phase flow. Mc Graw Hill.

Yan F., 1991. Modélisation de l'autovaporisation en écoulements subcritiques et critiques. Thèse, Université Catholique de Louvain, Belgique.

ANNEXES

ANNEXE A : BIBLIOGRAPHIE SUR LA NUCLEATION

Pour déterminer le taux de nucléation J , paramètre quantifiant la nucléation, il est nécessaire de connaître deux des trois grandeurs suivantes: le rayon de départ (R_d) , la fréquence de départ F_d ou la densité de site de nucléation (N_{ss}).

Dans cette partie, nous allons voir comment on peut modéliser le rayon de départ, la fréquence de départ et la densité de site de nucléation. Nous n'en citons que quelques unes.

*** Rayon de départ**

Il semble que le rayon de départ est surtout contrôlé par les effets hydrodynamiques. Des corrélations sont utilisées pour le calculer.

En autovaporisation, Yan (1991) fait une analyse dimensionnelle et s'aperçoit qu'il existe une dépendance entre les deux groupes adimensionnels suivants:

$$\frac{D_d}{\sqrt{\sigma/g \Delta\rho}} \quad \text{et} \quad Ja^* = \frac{\rho_l C_{p_l} T_{sat}(Pl)}{\rho_v H_{lv}}$$

La corrélation de Cole-Rohsenow (1968) (formulée pour une paroi chauffante) établit un lien entre ces deux nombres:

$$\frac{D_d}{\sqrt{\sigma/g \Delta\rho}} = 1,5 \cdot 10^{-4} (Ja^*)^{5/4}$$

Mais, cette corrélation prédit mal ces points expérimentaux. Kocamustafaogullari (1983) montrent que pour l'eau le rayon de départ est indépendant du degré de surchauffe, or le nombre de Jacob (Ja^*) représente les effets thermiques.

Kocamustafaogullari (1983) à partir de nombreuses données expérimentales sur l'eau sur une paroi chauffante, a constaté que le rayon de départ R_d est une fonction fort sensible à la pression du système. Yan (1991) utilise dans son modèle cette corrélation .

$$R_{dst} = 1,32 \cdot 10^{-5} \theta \sqrt{\sigma/g \Delta\rho} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_v} \right)^{0,9}$$

où : R_{dst} : rayon de départ des bulles dans un liquide stagnant

σ : tension superficielle (N/m)

θ : angle de contact (degré)

$\Delta\rho$: $\rho_l - \rho_v$

A partir de ces propres expériences, Yan (1991) analyse les forces exercées sur une bulle et arrive à modifier la relation de Kocamustafaogullari. Pour l'eau, il propose:

$$\frac{D_d}{\sqrt{\sigma/g \Delta \rho}} = 0,2 \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_v} \right)^{0,5} \left(\frac{g \rho_v R_o^2 \sin^2 \theta}{\sigma} \right)^{0,167}$$

Pour $0,2 < P_l < 0,8$ bar et

$$\frac{D_d}{\sqrt{\sigma/g \Delta \rho}} = 2,64 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_v} \right)^{0,9} \theta$$

Pour $P_l \geq 0,8$ bar

On remarque que le rayon de départ dépend de l'angle de contact θ et de la valeur de R_o (rayon relatif à la bouche de la cavité). Cette relation est donc difficilement exploitable, car il faudrait connaître tous les R_o de la conduite.

Jones (1992) propose quand à lui une autre solution avec:

$$R_d = 0,5787 K_d^{5/7} \left[\left(\frac{\sigma R_c}{\rho_l} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_l}{\tau_p} \right)^{7/10} \left(\frac{\rho_l}{\mu_l} \right)^{3/10} \right]^{5/7}$$

avec : R_c déterminé par un principe d'énergie minimale pour la nucléation de cavité. Il dit que la nucléation pourrait avoir lieu aux cavités où l'énergie de production est minimale, donc aux plus grosses.

$$\text{Max}(R_{c^*, \min}) = \left\{ 1 - \left(1 + \sqrt{\frac{k_l \rho_l C_{pl}}{k_s \rho_s C_{ps}}} \right) \right\}^{-1}$$

et
$$R_{c^*, \min} = \frac{R_{c, \min} H_{lg} \Delta T}{2 \sigma T_{sat} \vartheta_{fg}}$$

avec : $\Delta T = T_l - T_{sat}$

indice s: solide

Pour le calcul du rayon de départ, les seules corrélations exploitables sont celle de Kocamustafaogullari (1983) et de Jones (1992).

* Fréquence de départ

Yan (1991) a fait une analyse dimensionnelle de la fréquence de départ des bulles en statique et montre qu'elle bien représentée par :

$$\frac{T_l - T_{sat}(P_l)}{T_c - T_{sat}(P_l)} \frac{T_{sat}(P_l)}{T_c}$$

Elle est donc fortement dépendante des effets thermiques.

Il recherche l'expression permettant le calcul de la fréquence de nucléation. Il trouve que suivant la forme de la cavité (hydrophile ou non) la fréquence de départ est différente:

cavité hydrophile:
$$F_d = \frac{1}{\Delta t_w + \Delta t_g}$$

cavité conique:
$$F_d = \frac{1}{\Delta t_g}$$

Le calcul de ces durées d'attente et de croissance nécessite la connaissance de l'angle de contact, de la géométrie de la cavité (forme, taille) et des propriétés thermodynamiques du liquide (pression, température). Malheureusement, la géométrie des différentes cavités n'est pas ou difficilement accessible sur une conduite.

Shin-Jones (1986), puis Jones (1992) à partir d'expériences montre que la fréquence de départ est sous la forme:

$$F_d = 10^4 \Delta T_{\text{sup}}^3$$

avec: $\Delta T_{\text{sup}} = T_e - T_{\text{sat}}(P_1)$

La seule corrélation exploitable semble être celle de Shin-Jones (1986).

*** Densité de sites de nucléation**

Nous citons deux corrélations pour le paramètre N_{ss} .

Kocamustafaogullari-Ishii (1983) a établi pour l'ébullition du liquide sous refroidi près d'une surface chauffante une expression pour la densité de sites de nucléation.

$$N_{ss}^* = Rc^{*-4,4} f\left(\frac{\Delta p}{\rho_v}\right)$$

Il suppose que la densité de sites est à la fois influencée par les conditions de surface et thermodynamiques du liquide.

Shin-Jones (1986) propose pour la densité de sites de nucléation:

$$N_{ss}^* = 10^{-7} Rc^{*-4}$$

avec: $N_{ss}^* = N_{ss} (2 Rd)^2$

$$Rc^* = Rc / Rd$$

Yan (1991) dit que la corrélation de Shin-Jones est la plus utilisable en autovaporisation.

*** Conclusion**

Pour chacun des paramètres (rayon de départ, fréquence de départ, et densité de sites de nucléation), nous avons trouvé une ou plusieurs expressions pour les calculer. Ce sont des corrélations issues de l'expérience qui ont donc un domaine de validité très restreint, pas forcément compatible avec nos expériences.

ANNEXE B : SYNTHÈSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats des essais effectués en liquide monophasique, puis ceux en sous saturé.

ESSAIS EN LIQUIDE MONOPHASIQUE ($T_o < T_{eb}$).

- PROFIL DE PRESSION

Nous allons tout d'abord montrer les profils de pression dans nos différentes conduites pour les essais à 90°C (figures B1 à B4). Nous constatons que les pressions en conduite ne sont pas linéaires. Ils nous permettent de calculer la pente dP/dz servant à déterminer les coefficients de frottements linéiques λ et singuliers ξ comme exposé au paragraphe III.1.4.2.

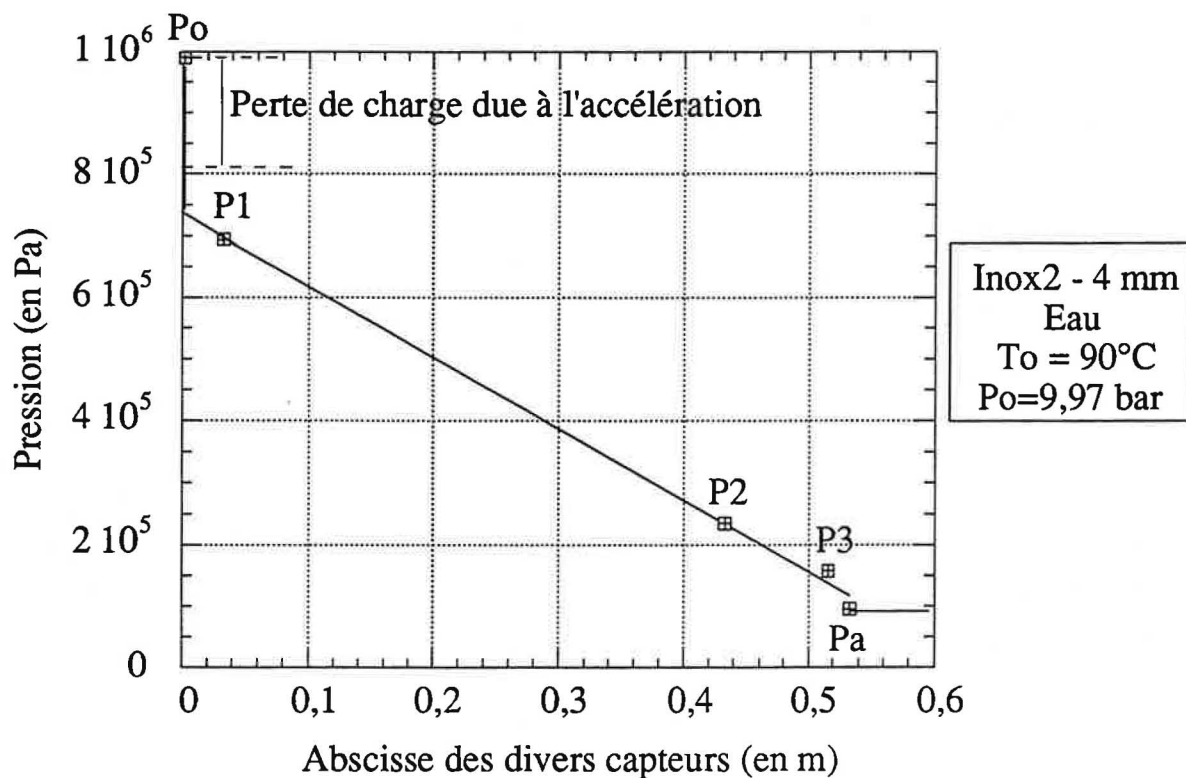


Fig. B.1 Profil des pressions le long de la conduite inox2-4mm pour de l'eau lors d'un essai à 90°C

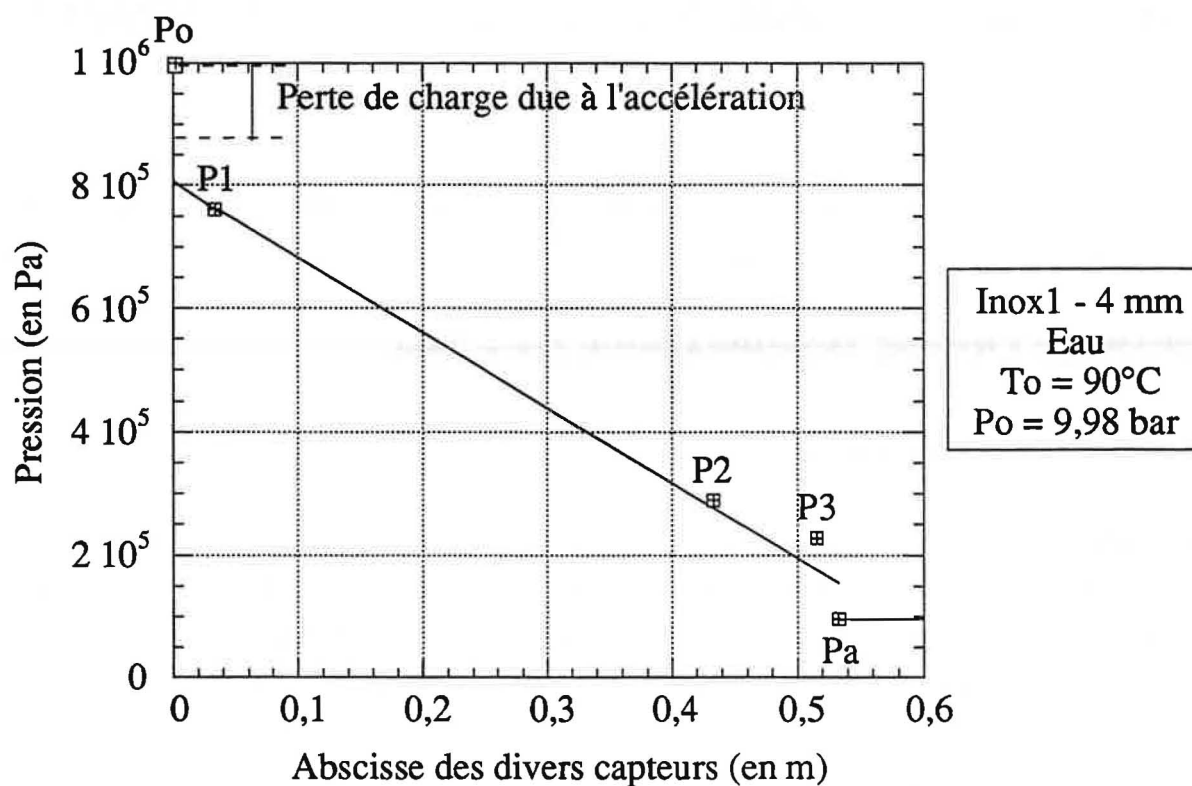


Fig .B.2. Profil des pressions le long de la conduite inox1-4mm pour de l'eau lors d'un essai à 90°C

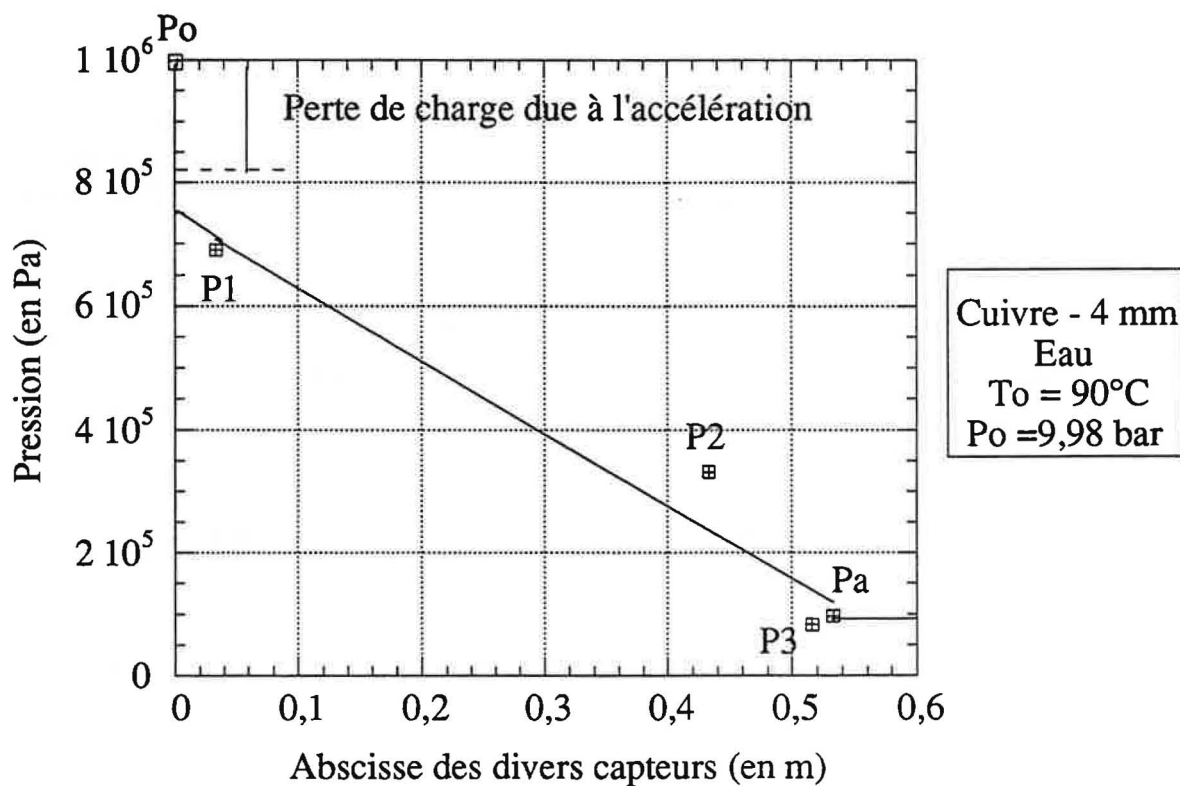


Fig .B.3. Profil des pressions le long de la conduite cuivre-4mm pour de l'eau lors d'un essai à 90°C

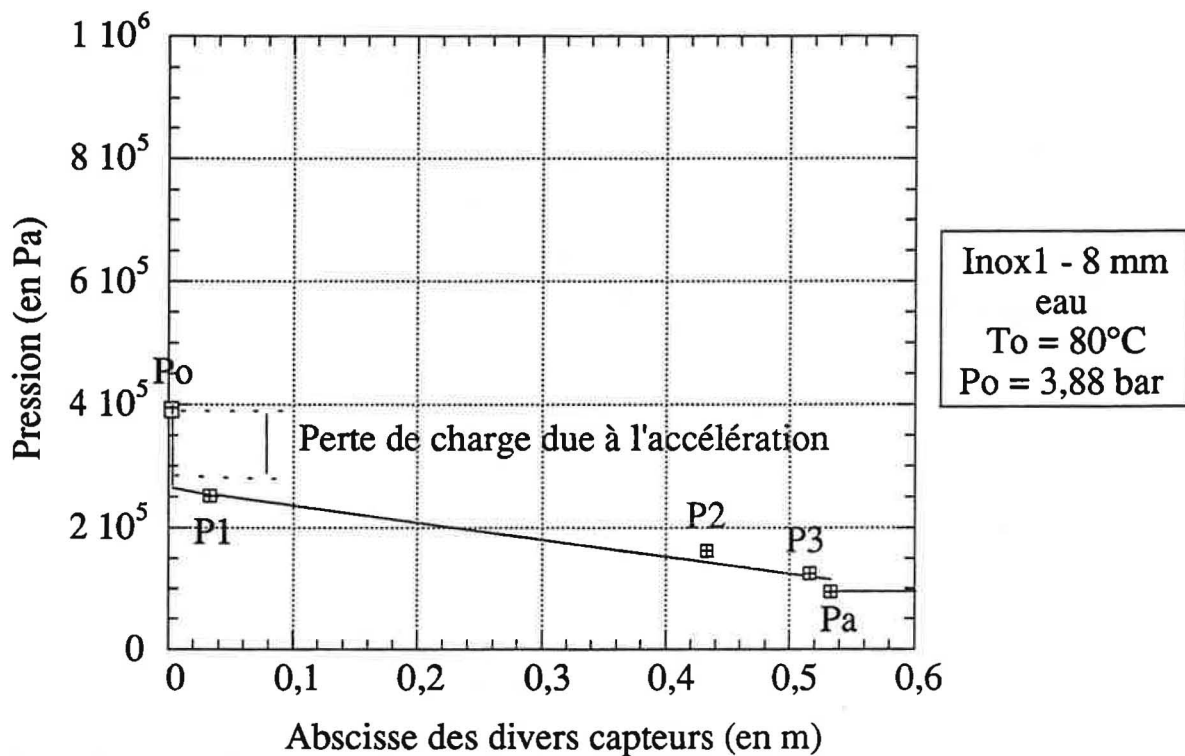


Fig .B.4. Profil des pressions le long de la conduite inox1-8mm pour de l'eau lors d'un essai à 90°C

* FLUX MASSIQUES A DIFFERENTES PRESSIONS

A partir de la valeur du coefficient de perte de charge singulière et de la rugosité déterminées à 90°C, nous avons calculé le flux massique pour des essais à 20°C que nous avons ensuite comparé à celui expérimental (figures B5 à B9) pour toutes les conduites testées.

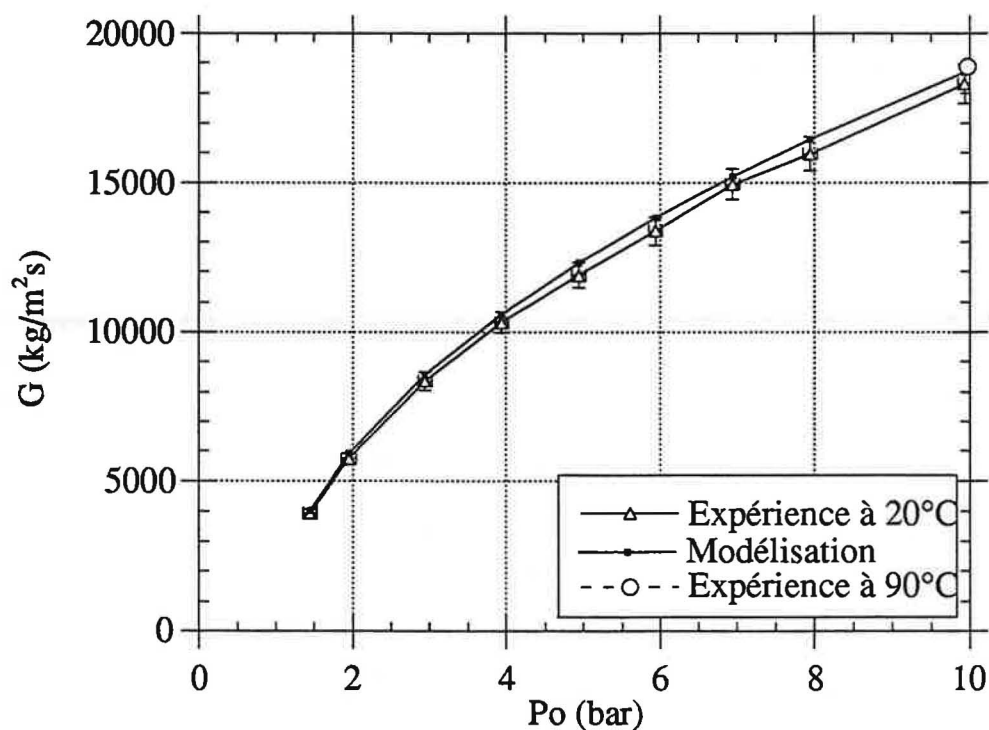


Fig. B.5. Comparaison entre le flux massique expérimental à 20°C et celui estimé par Bernoulli à partir d'un essai à 90°C, pour un tube inox2-4mm, avec de l'eau.

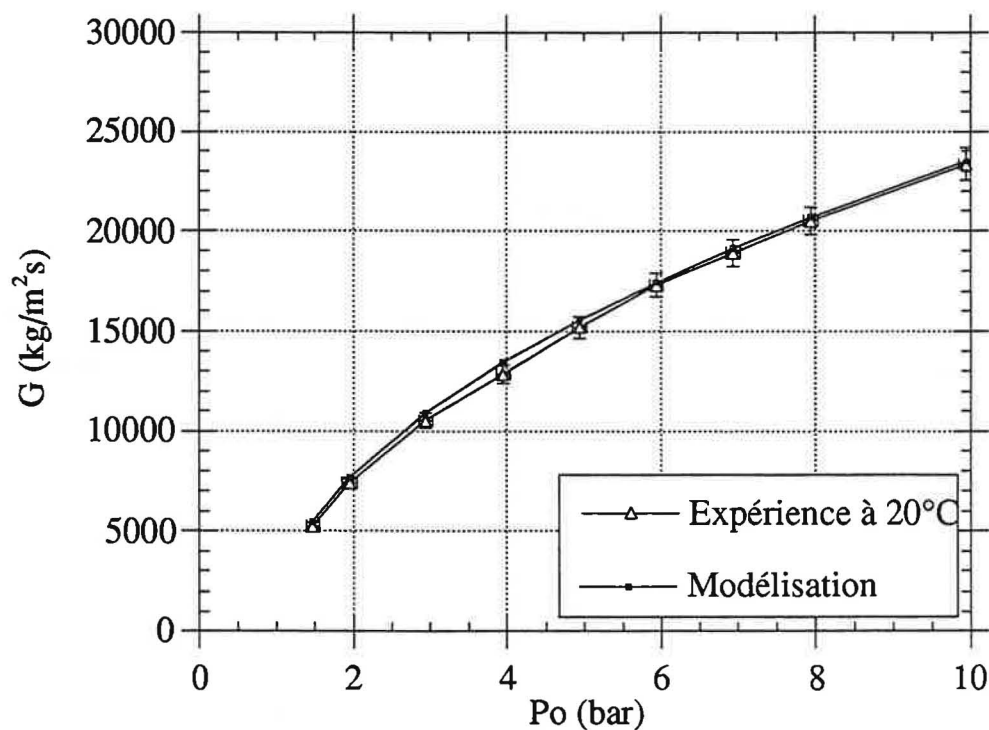


Fig. B.6. Comparaison entre le flux massique expérimental à 20°C et celui estimé par Bernoulli à partir d'un essai à 90°C, pour un tube inox2-4mm, avec du R11.

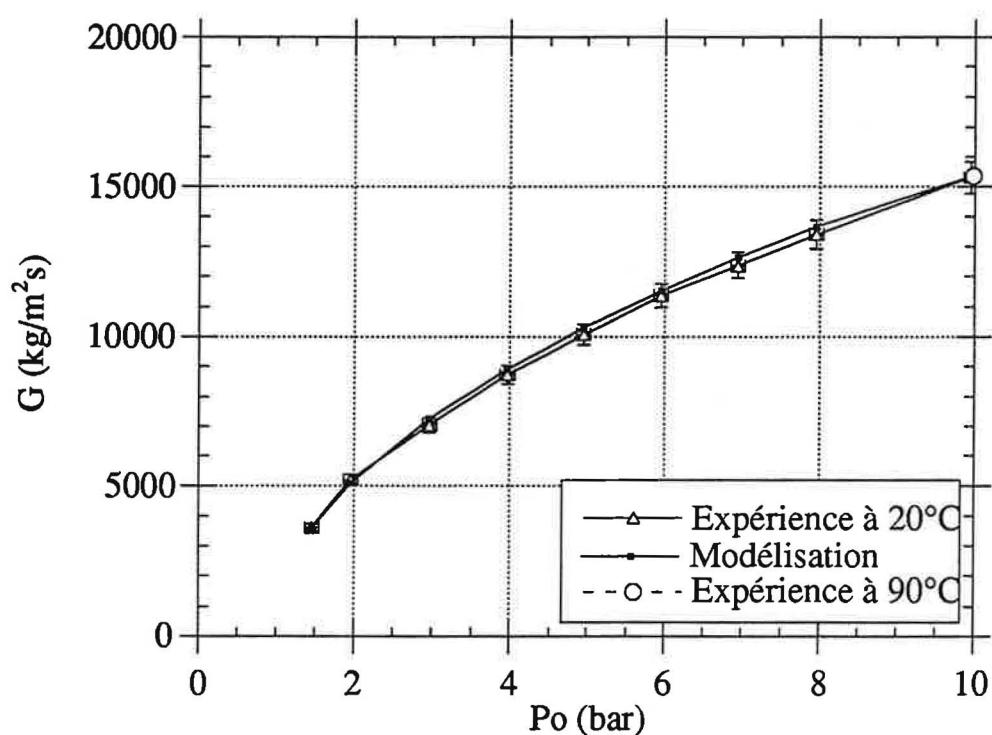


Fig. B.7. Comparaison entre le flux massique expérimental à 20°C et celui estimé par Bernoulli à partir d'un essai à 90°C, pour un tube inox 1-4mm, avec de l'eau.

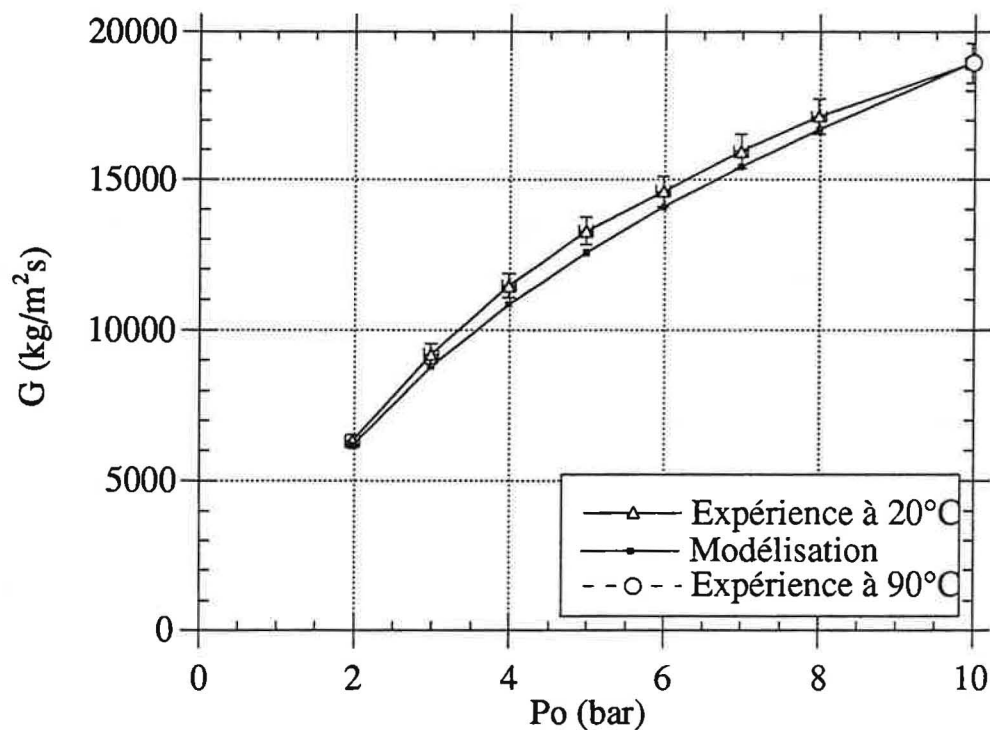


Fig. B.8. Comparaison entre le flux massique expérimental à 20°C et celui estimé par Bernoulli à partir d'un essai à 90°C, pour un tube cuivre-4mm, avec de l'eau.

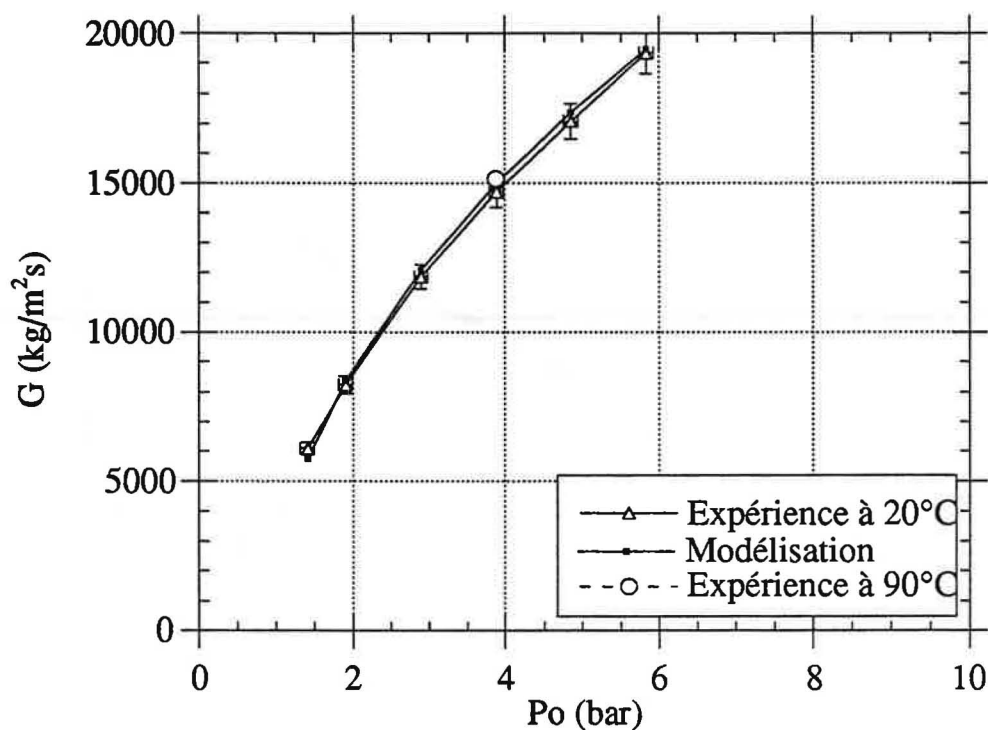


Fig. B.9. Comparaison entre le flux massique expérimental à 20°C et celui estimé par Bernoulli à partir d'un essai à 90°C, pour un tube inox1-8mm, avec de l'eau.

ESSAIS EN SOUS SATURE

Dans le paragraphe III.2, nous avons exposé les résultats expérimentaux nécessaires à notre argumentation. Nous ne les avons pas tous représentés, il manque des essais effectués avec la conduite inox2 - 4 mm, en sous saturé.

Pour l'eau, nous avons effectué des expériences à différentes pressions de vapeur saturante (à 3 et 4 bar).

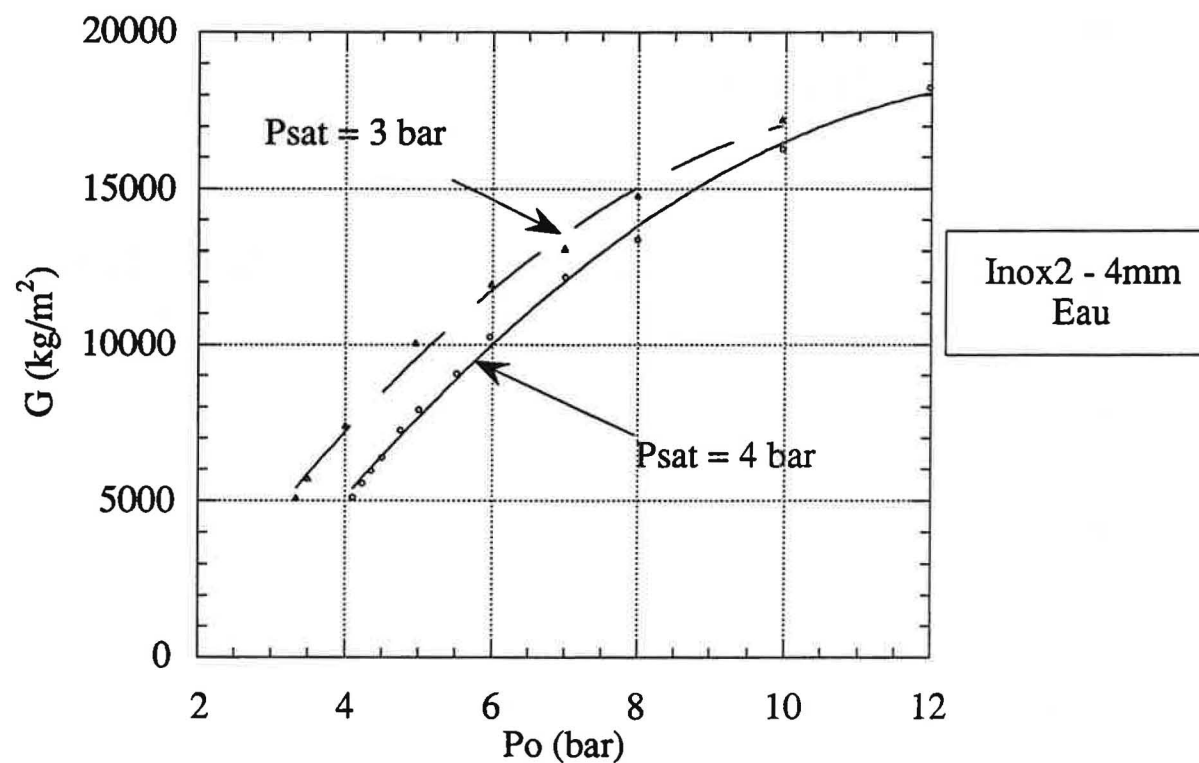


Fig. B10. Flux massique pour différentes pression de saturation pour une conduite inox2 - 4mm et pour de l'eau

Pour le R11, les pressions de vapeurs saturante retenues pour nos essais sont un peu différentes : 4 , 7 et 10 bar (voir figure suivante).

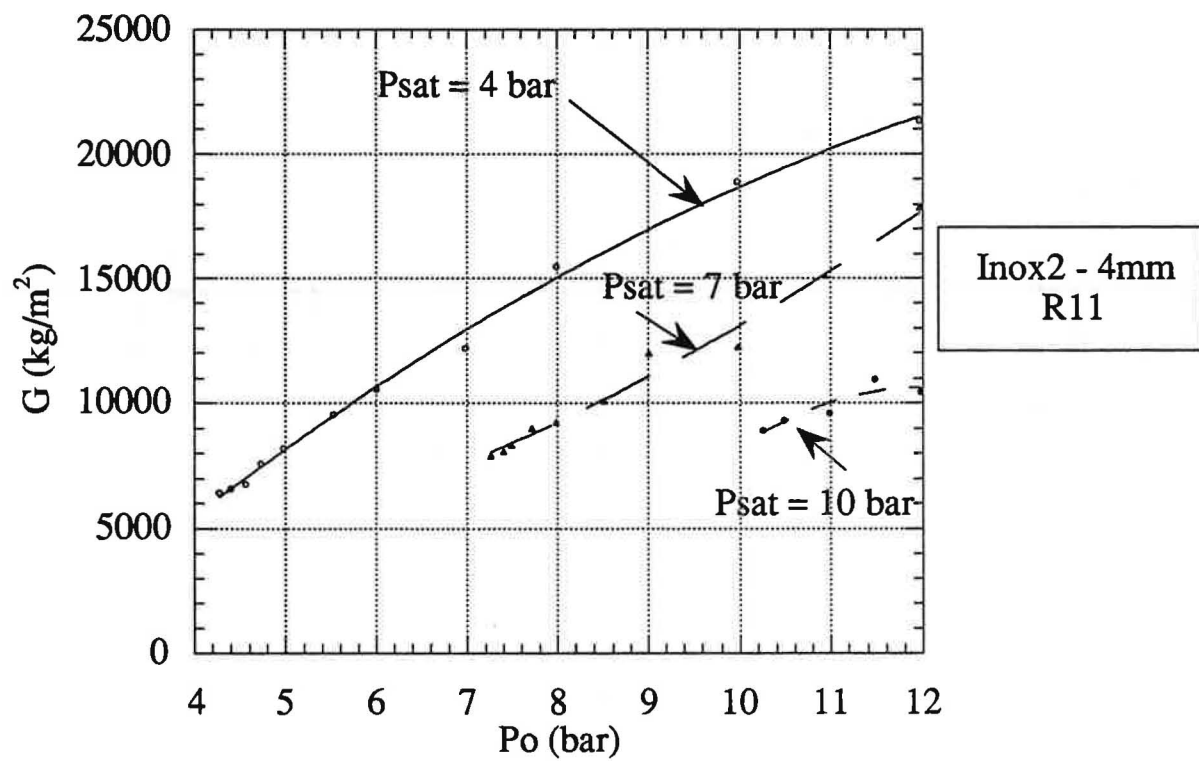


Fig. B11. Flux massique pour différentes pression de saturation pour une conduite inox2 - 4mm et pour du R11.

ANNEXE C : MODELISATION DES RESULTATS

Tout d'abord, nous allons exposer les algorithmes que nous avons utilisés pour les modèles de retard à l'équilibre (D.E.M.) et homogène à relaxation (H.R.M.).

Ensuite, nous allons présenter les résultats de simulation des modèles de Leung, H.E.M. étendu, D.E.M et H.R.M., pour toutes les conduites utilisées (inox2- 4 mm - eau; inox2 - 4 mm -R11; inox1 - 4mm; cuivre - 4 mm et inox1 - 8mm)

I. ALGORITHME DES MODELES

Les modèles dont nous nous sommes servis sont :

- le modèle I.H.E. (ex: Leung),
- le modèle H.E.M. étendu,
- le modèle de Henry-Fauske (1971),
- D.E.M. (1993),
- H.R.M. (1995).

Sauf pour les deux derniers, la démarche de calcul et l'algorithme sont clairement expliqués dans la partie bibliographique.

En effet pour D.E.M. et H.R.M., nous avons changé les variables utilisées pour résoudre le système. C'est pourquoi nous retranscrivons les matrices que nous avons utilisés.

*** D.E.M.**

Pour ce modèle, nous avons choisis les variables , T (température), ϑ_m (volume spécifique du mélange), S_m (entropie du mélange) et y (Fraction massique de fluide saturé).

$$\begin{pmatrix} \frac{dP}{dT} & G^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{\Delta_{is}}{\dot{M}} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ \frac{\partial \vartheta_m}{\partial T} & -1 & \frac{\partial \vartheta_m}{\partial S_m} & \frac{\partial \vartheta_m}{\partial y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{dT}{dz} \\ \frac{d\vartheta_m}{dz} \\ \frac{dS_m}{dz} \\ \frac{dy}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{P_w}{A} \tau \\ \frac{\Delta_{es}}{\dot{M}} \\ f(y, P_o, P_{sat}...) \\ 0 \end{pmatrix}$$

avec :

$$-\frac{\Delta_{is}}{\dot{M}} = -C_{p_{ls}}(T_o) * (\ln(T/T_o) + T_o * (1/T - 1/T_o))$$

$$\frac{\partial \vartheta_m}{\partial T} = y *$$

$$\left\{ x * \frac{d\vartheta_{gs}}{dT}(T) + (1-x) \frac{d\vartheta_{ls}}{dT}(T) - (\vartheta_{gs}(T) - \vartheta_{ls}(T)) / S_{lg}(T) * \left(x * \frac{dS_g}{dT}(T) + (1-x) \frac{dS_l}{dT}(T) \right) \right\}$$

$$\frac{\partial \vartheta_m}{\partial S_m} = (\vartheta_{gs}(T) - \vartheta_{ls}(T)) / S_{lg}(T)$$

$$\frac{\partial \vartheta_m}{\partial y} = (\vartheta_{ls}(T) - \vartheta_{ls}(T_o)) + (\vartheta_{gs}(T) - \vartheta_{ls}(T)) (S_l(T_o) - S_l(T)) / S_{lg}(T)$$

$$\frac{\Delta_{es}}{\dot{M}} = \frac{P_w}{A} \tau * \vartheta_m / T_o$$

$$f(y, P_o, P_{sat}...) = 0,02 \frac{P_w}{A} (1-y) \left[\frac{P_{sat}(T_o) - P}{P_c - P_{sat}(T_o)} \right]^{1/4} \text{ appelé D.E.M. -1}$$

$$\text{ou } f(y, P_o, P_{sat}...) = 0,01 \frac{P_w}{A} (1-y)^2 \left(\frac{w_{lo}}{w} \right)^{0,1} \left[\frac{P_{sat}(T_o) - P}{P_c - P_{sat}(T_o)} \right]^{1/4} \text{ appelé D.E.M. -2}$$

* H.R.M.

Dans ce modèle, les variables utilisées sont : Tg (température du gaz), Tl (température du liquide) et x (fraction massique de vapeur ou titre).

$$\begin{pmatrix} A1V1 & A1V2 & A1V3 \\ A2V1 & A2V2 & A2V3 \\ (A3V1) & A3V2 & A3V3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{dT_g}{dz} \\ \frac{dT_l}{dz} \\ \frac{dx}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{x - x_e}{\vartheta_m * G * \theta} \\ -\frac{P_w}{A} \tau \\ 0 \end{pmatrix}$$

Avec :

$$A1V1=0$$

$$A1V2=0$$

$$A1V3=1$$

$$A2V1= G^2 * x * \frac{dS_g}{dT_g}(T_g) + \frac{dP_v}{dT_g}(T_g)$$

$$A2V2= G^2 * (1 - x) * \frac{dS_l}{dT_l}(T_l)$$

$$A2V3= G^2 * (\vartheta_{gs}(T_g) - \vartheta_{ls}(T_l))$$

$$A3V1= x * \frac{dH_{gs}}{dT_g}(T_g) + G^2 * x * \vartheta_m * \frac{d\vartheta_{gs}}{dT_g}(T_g)$$

$$A3V2= (1 - x) * \frac{dH_{ls}}{dT_l}(T_l) + G^2 * (1 - x) * \vartheta_m * \frac{d\vartheta_{ls}}{dT_l}(T_l)$$

$$A3V3= G^2 * (\vartheta_{gs}(T_g) - \vartheta_{ls}(T_l)) * \vartheta_m + H_g(T_g) - H_l(T_l)$$

sachant que : x : est la qualité à l'équilibre

$$\vartheta_m = x * \vartheta_g(T_g) + (1 - x) * \vartheta_l(T_l)$$

II MODELISATION DES DIFFERENTES CONDUITES.

Nous allons tout d'abord exposer les simulations de Leung, ensuite celles du modèle H.E.M. étendu, puis celles du modèle D.E.M. et enfin celle du modèle H.R.M., pour toutes nos conduites.

* LEUNG

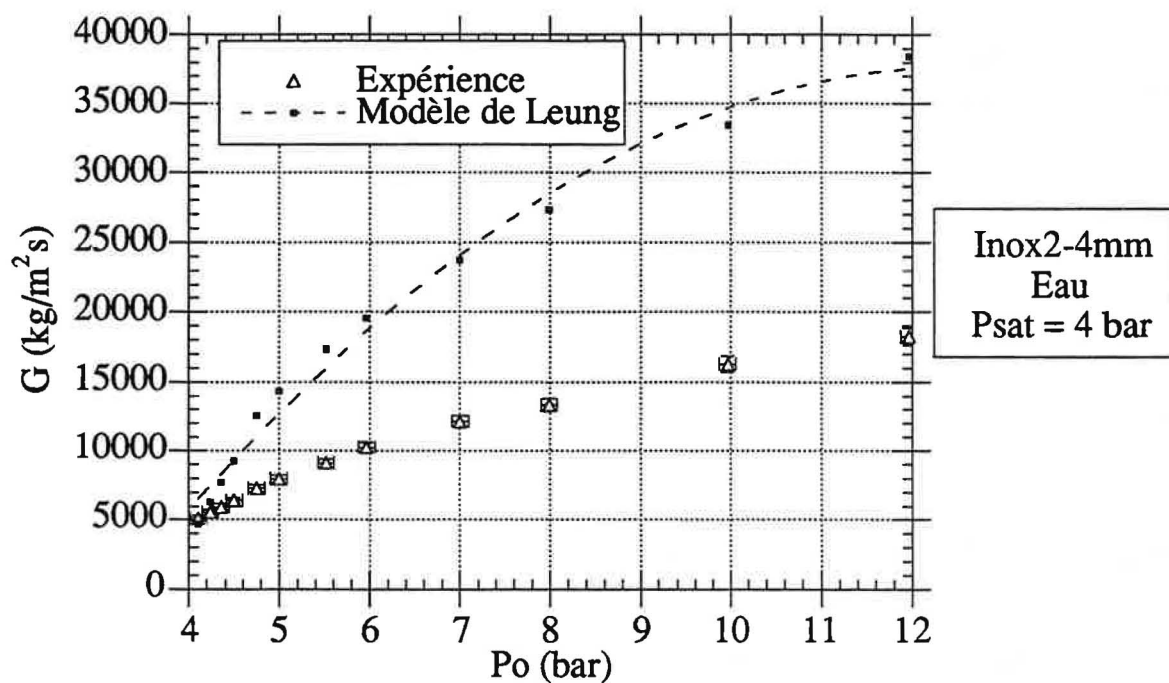


Fig. C1. Comparaison entre l'expérience et le modèle de Leung pour un tube inox2-4mm avec de l'eau

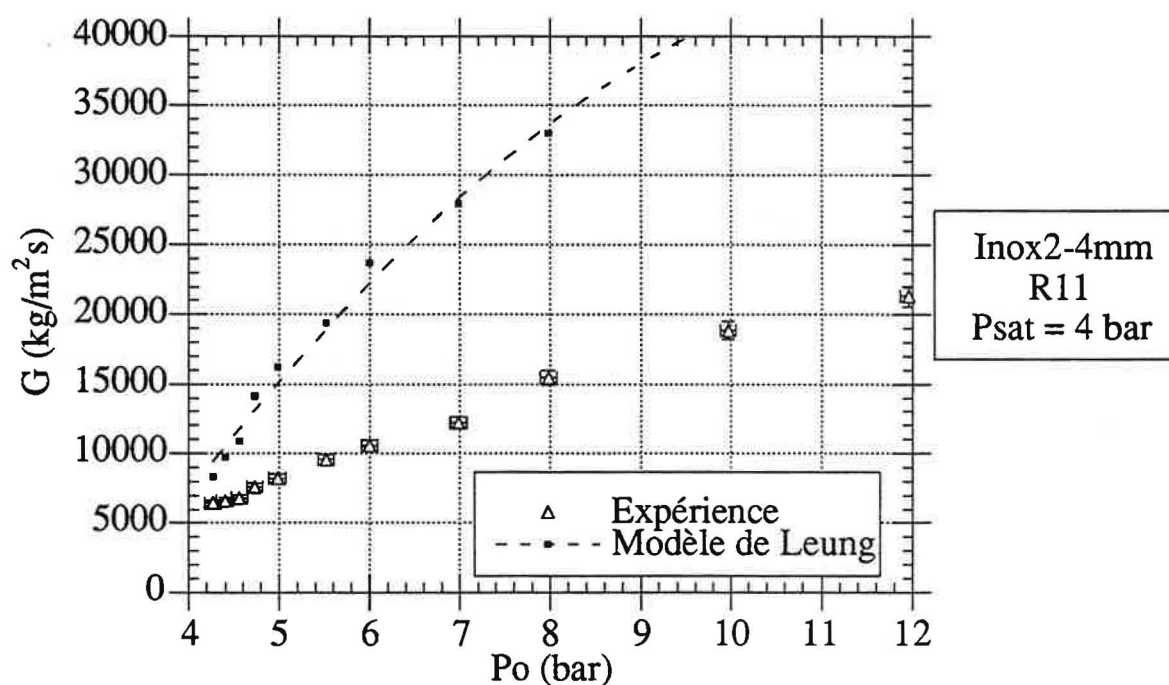


Fig. C2. Comparaison entre l'expérience et le modèle de Leung pour un tube inox2-4mm avec du R11

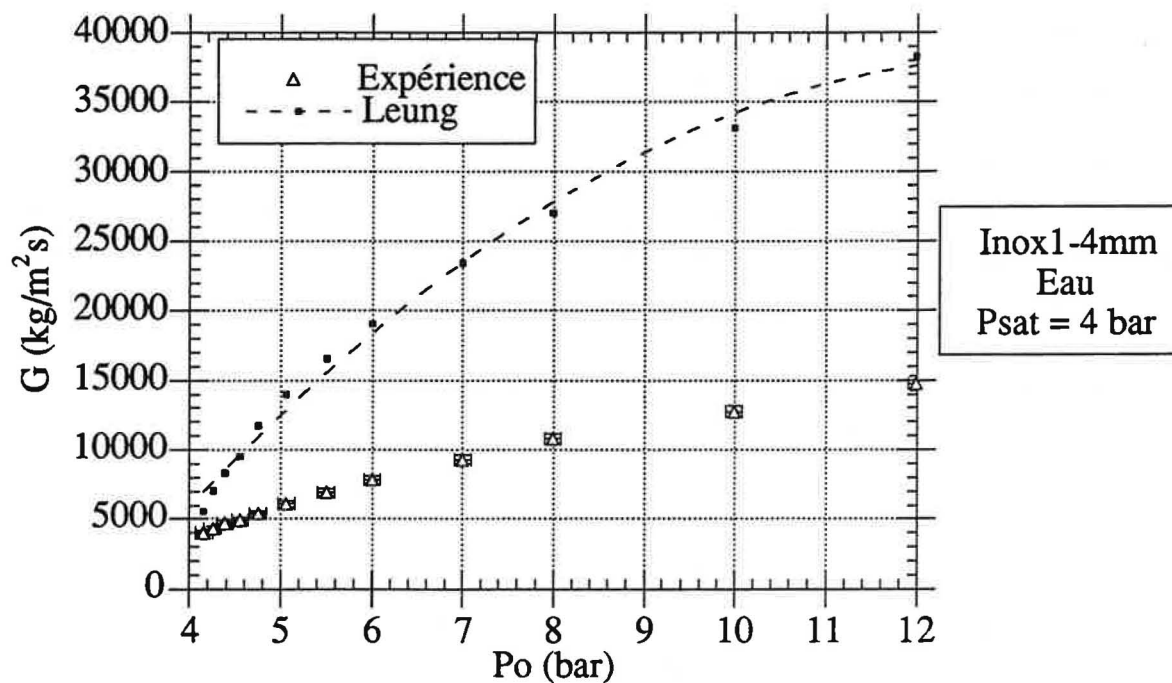


Fig. C3. Comparaison entre l'expérience et le modèle de Leung pour un tube inox1-4mm avec de l'eau

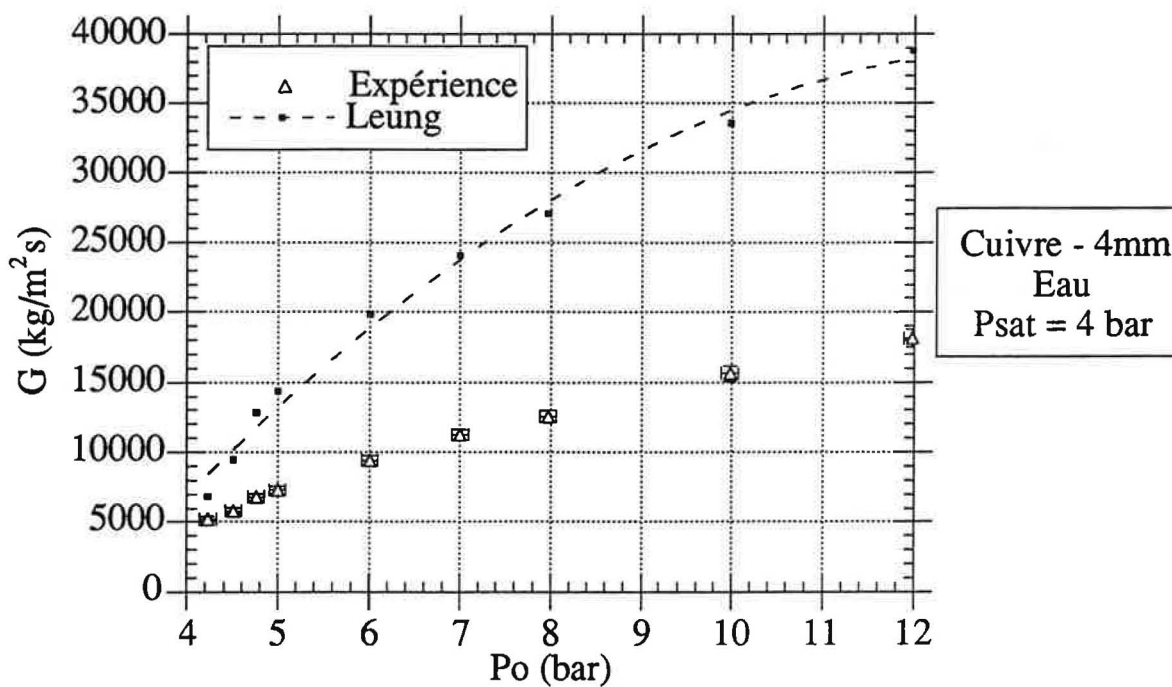


Fig. C4. Comparaison entre l'expérience et le modèle de Leung pour un tube cuivre-4mm avec de l'eau

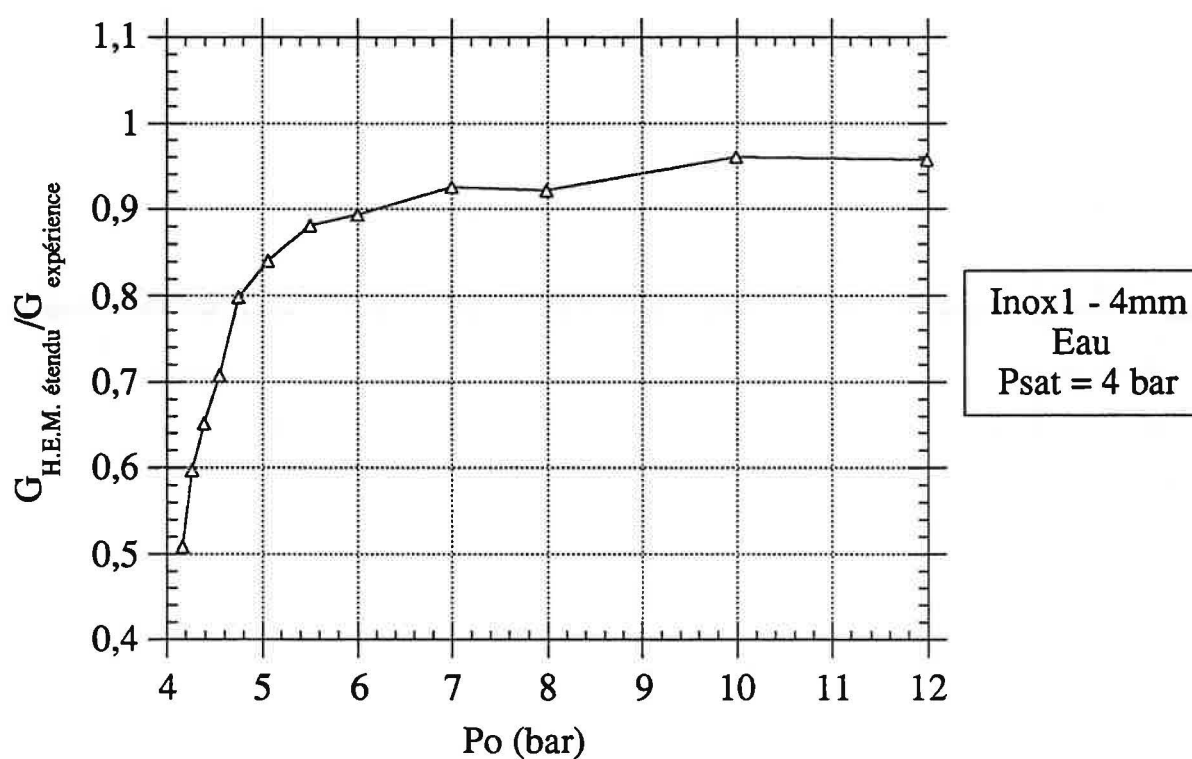


Fig. C8. Comparaison entre H.E.M. étendu et l'expérience pour un tube inox1 - 4 mm pour de l'eau

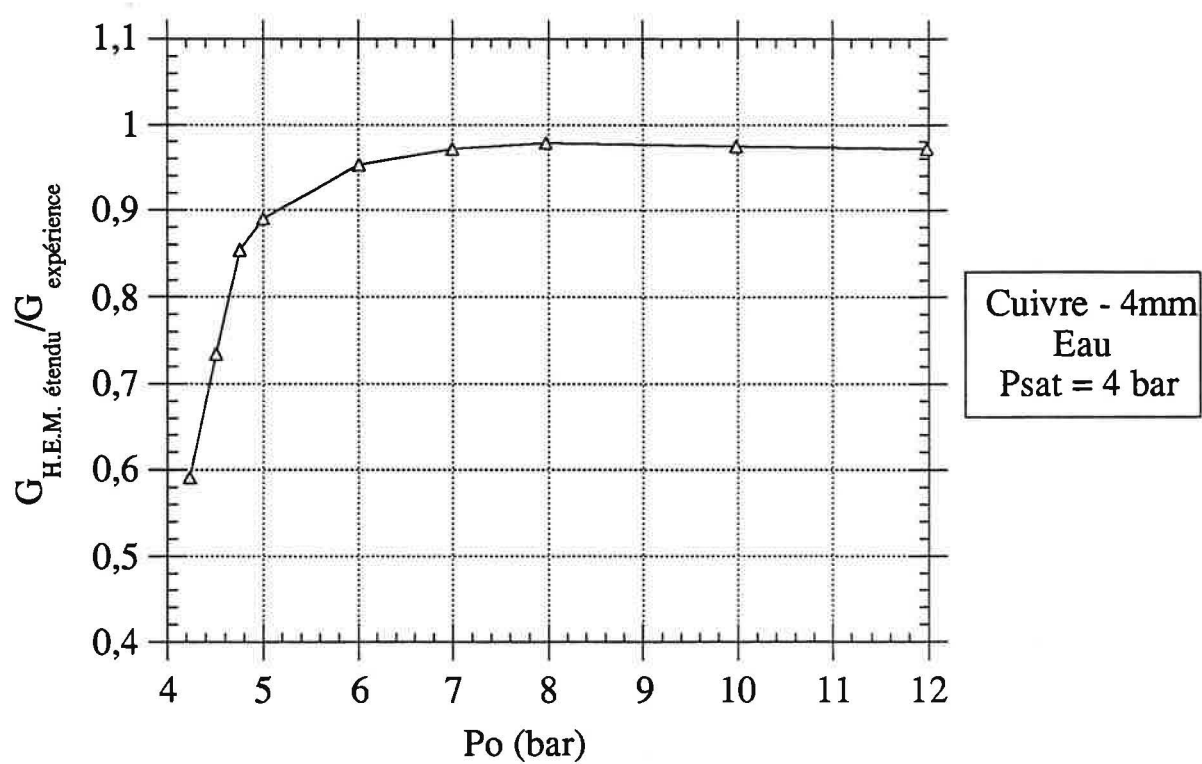


Fig. C9. Comparaison entre H.E.M. étendu et l'expérience pour un tube cuivre - 4 mm pour de l'eau

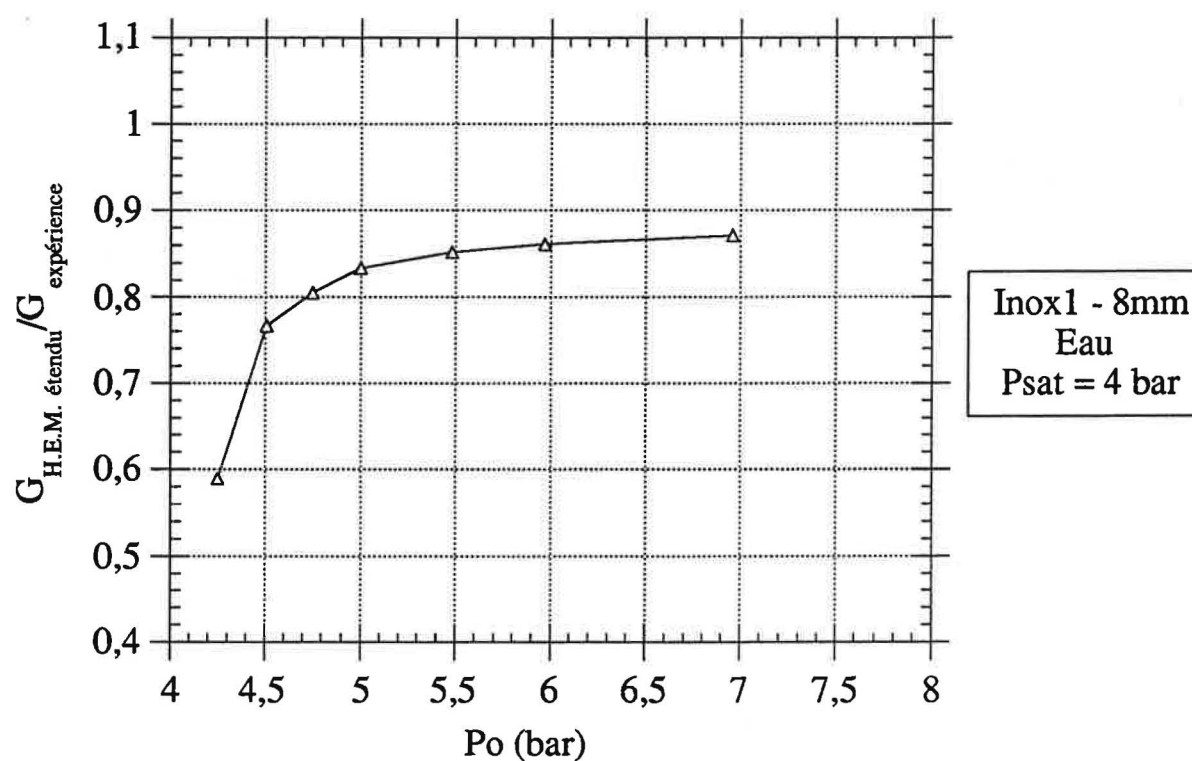


Fig. C10. Comparaison entre H.E.M. étendu et l'expérience pour un tube inox1 - 8 mm pour de l'eau

Dans le cas d'un écoulement à fort écart à la saturation, le profil de pression peut être déterminés par le modèle H.E.M. étendu. Nous avons représenté les résultats des conduites inox1 - 4 mm et cuivre 4 mm.

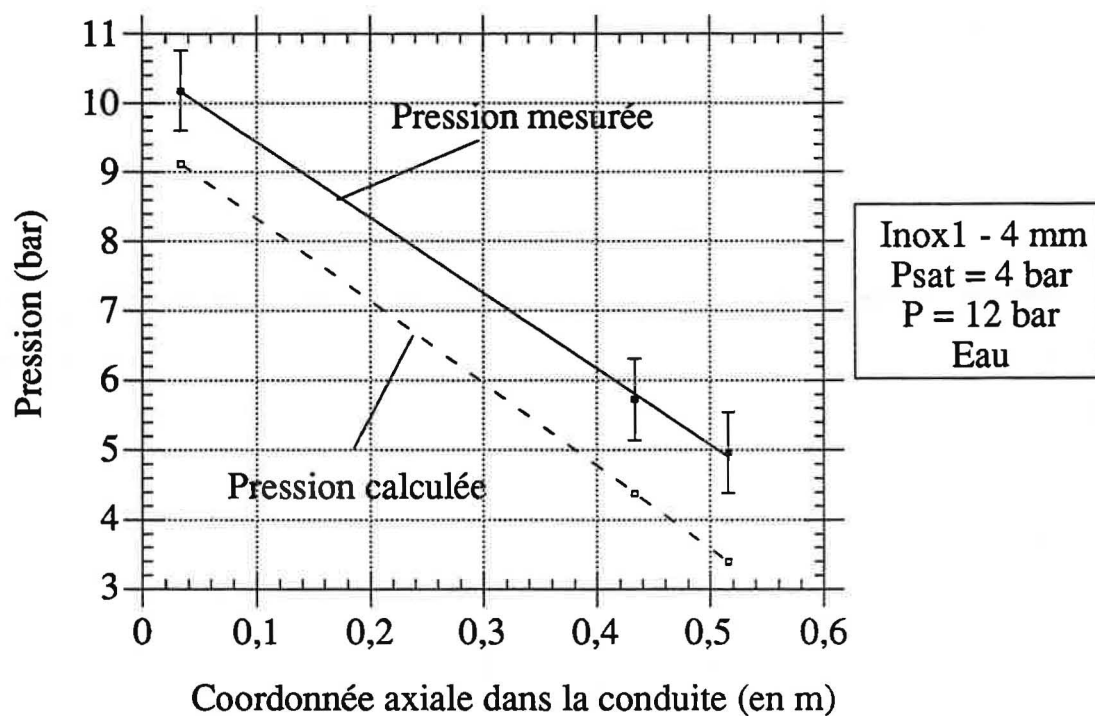


Fig. C11 Comparaison entre la pression mesurée et celle calculée par H.E.M. étendu pour le tube inox1 - Eau

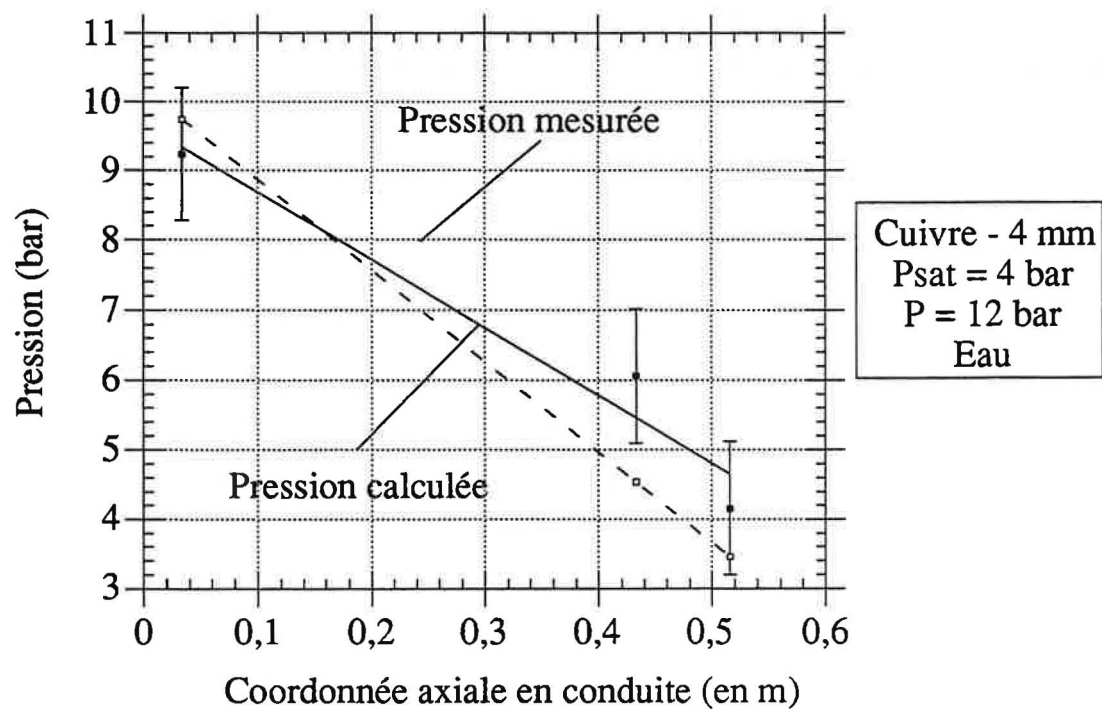


Fig. C12. Comparaison entre la pression mesurée et celle calculée par H.E.M. étendu pour le tube cuivre - Eau

*** MODELES D.E.M. ET H.R.M.**

Pour confronter le résultat des deux modèles D.E.M. et H.R.M., nous avons adimensionné le flux massique de l'un des deux modèles par celui expérimental.

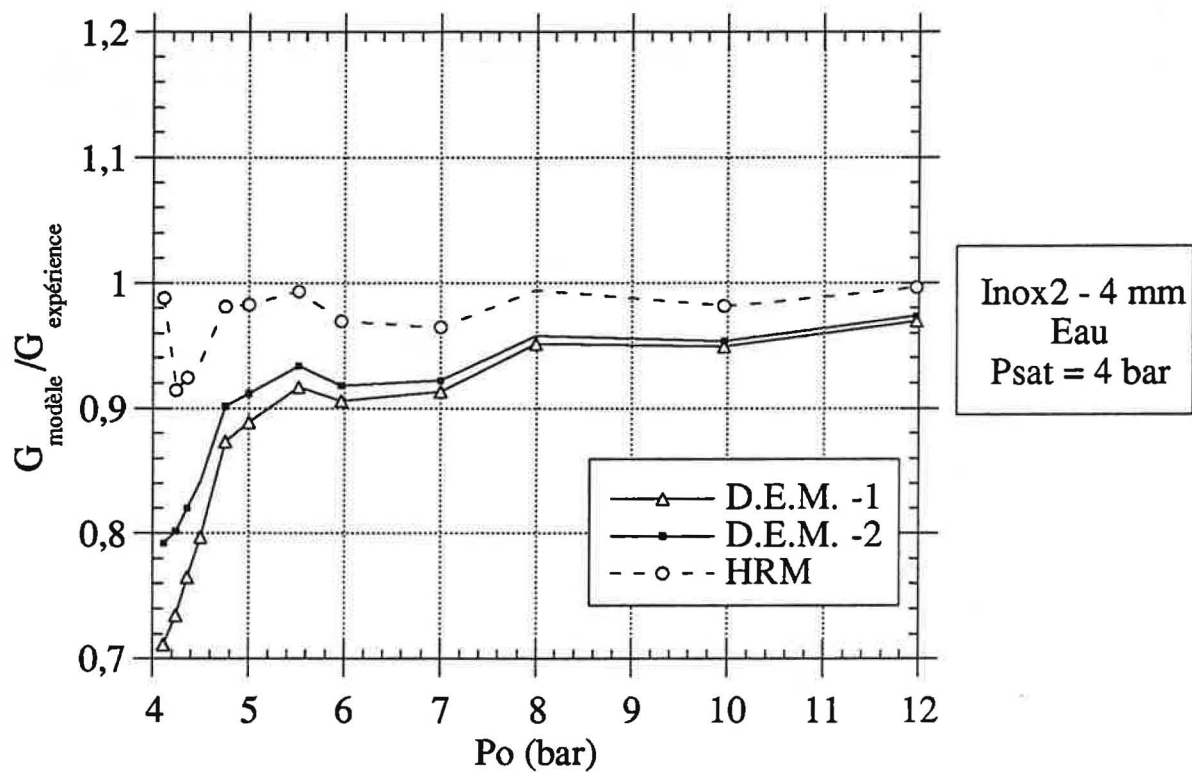


Fig. C13. Comparaison entre le modèle D.E.M. et le modèle H.R.M. pour un tube inox2 - 4 mm pour de l'eau

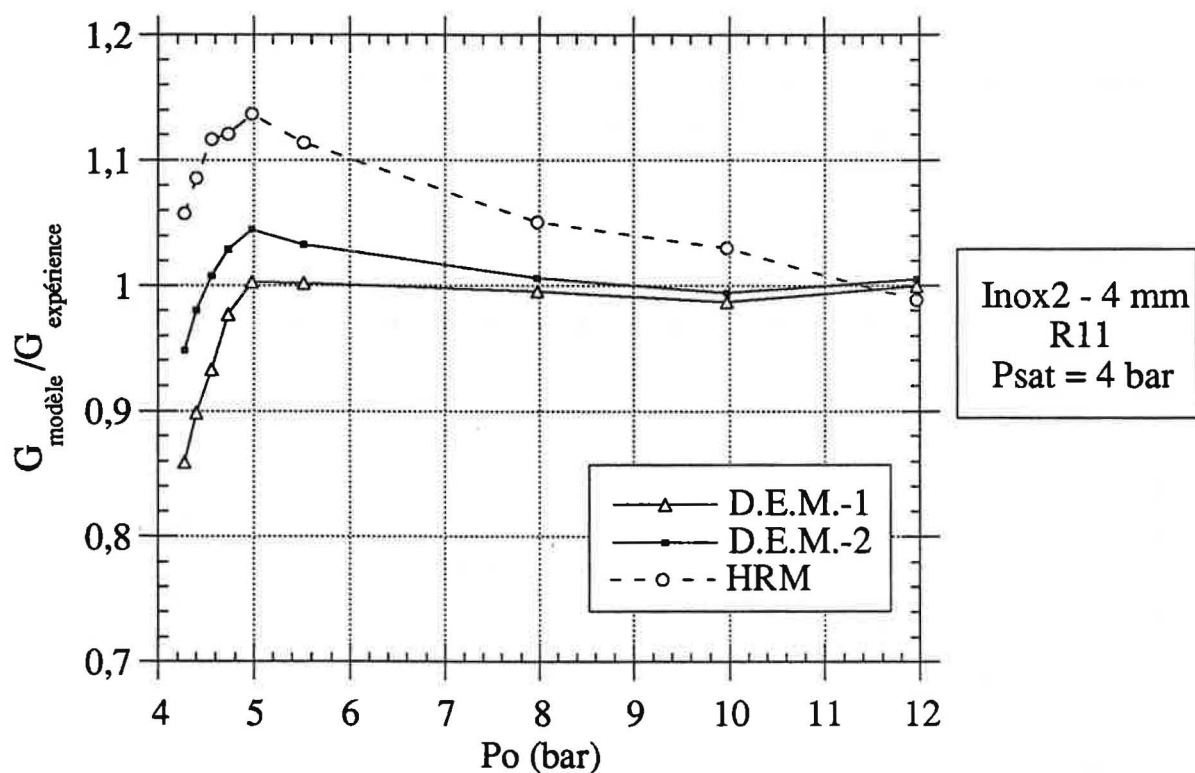


Fig. C14. Comparaison entre le modèle D.E.M. et le modèle H.R.M. pour un tube inox2 - 4 mm pour du R11

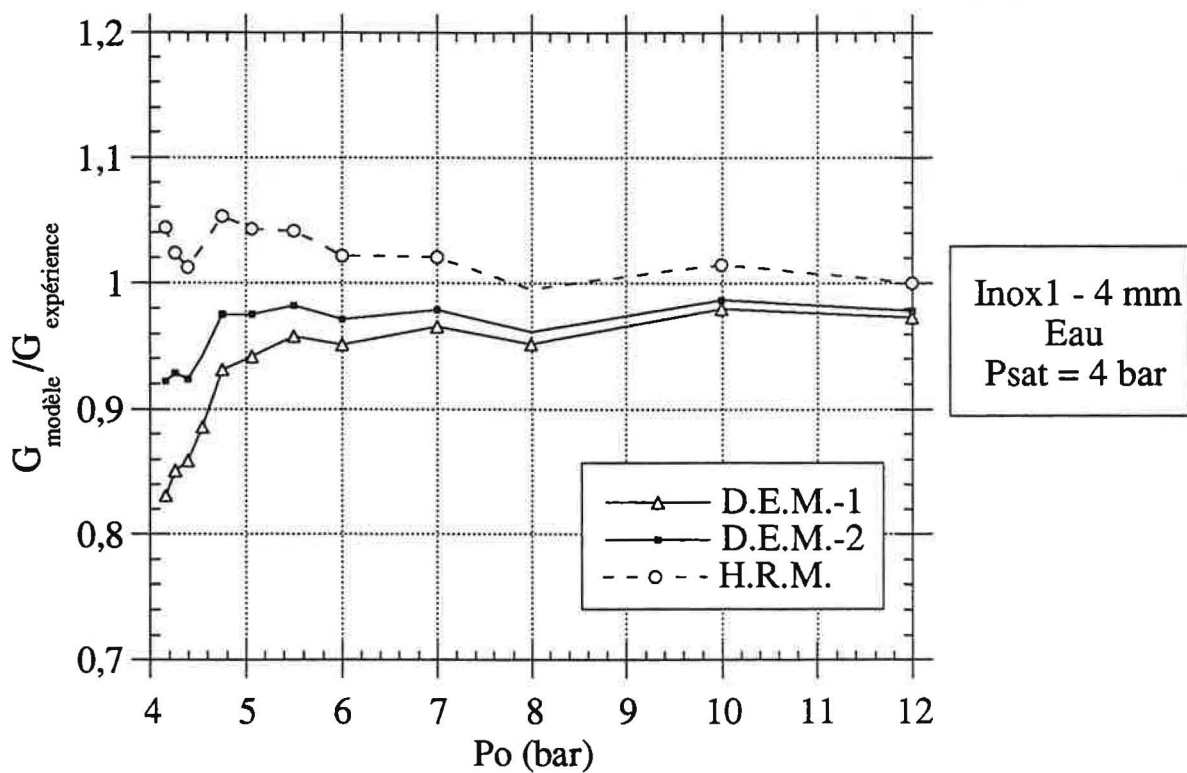


Fig. C15. Comparaison entre le modèle D.E.M. et le modèle H.R.M. pour un tube inox1 - 4 mm pour de l'eau

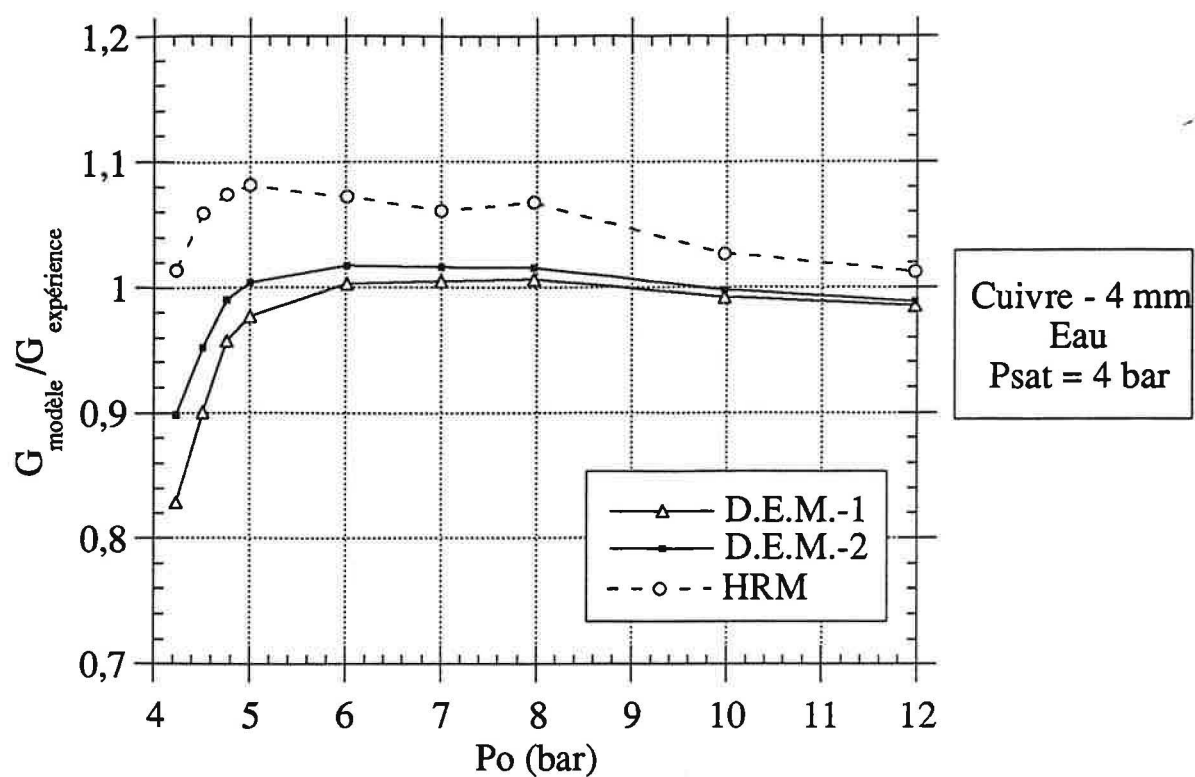


Fig. C16. Comparaison entre le modèle D.E.M. et le modèle H.R.M. pour un tube cuivre - 4 mm pour de l'eau

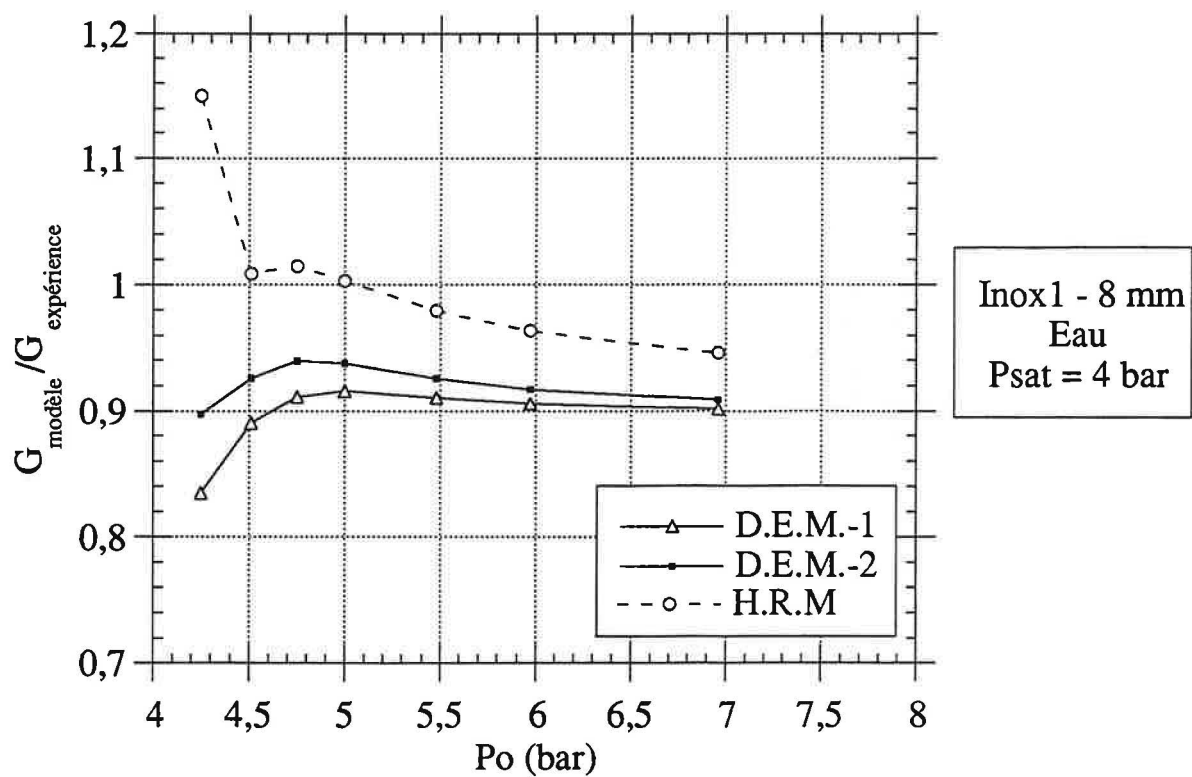


Fig. C17. Comparaison entre le modèle D.E.M. et le modèle H.R.M. pour un tube inox1 - 8 mm pour de l'eau

N° d'ordre : 151 CD

NOM : Laurence MAY

SUJET : Ecoulements diphasiques lors de la vidange de gaz liquéfiés initialement sous saturés.
Validation par l'eau et le CFC 11.

SPECIALITE : Energétique

MOTS CLES : Diphasique - Ecoulement critique - Sous saturé - Liquide/vapeur - Sécurité.

RESUME :

Pour les études de sécurité industrielle, il est nécessaire d'évaluer le débit diphasique lors des vidanges accidentelles de stockages de gaz liquéfiés sous pression. Or, le flux massique dépend fortement des conditions initiales. Il est donc primordial de pouvoir le calculer dans le cas où il est le plus élevé, c'est à dire quand le fluide est initialement sous saturé.

Nous avons conçu un montage expérimental comprenant un réservoir d'essai de 233 l, un réservoir de récupération de 4 m³ et entre les deux une conduite d'essai de 0,535 m de long. Les fluides que nous avons utilisés sont l'eau et le CFC11.

Les mesures effectuées montrent une bonne maîtrise des conditions thermodynamiques à l'entrée de la conduite (P à ± 15 mbar et T à $\pm 0,15^\circ\text{C}$). La confrontation de nos essais avec ceux de la littérature nous a amené à effectuer des expériences supplémentaires avec un autre diamètre (8 mm au lieu de 4 mm) et un autre matériau (cuivre au lieu d'acier inoxydable).

Les flux massiques mesurés sont alors comparés avec différents modèles. Il nous a fallu prendre en compte les frottements dans la région monophasique. Nous avons alors constaté que le modèle H.E.M. étendu estime parfaitement le flux massique (aussi bien pour l'eau que pour le CFC11), lorsque l'écart à la saturation initial réduit par les frottements est supérieur à 1,5 bar, c'est à dire à fort écart à la saturation. Afin de prédire correctement la zone de faible écart à la saturation, il faut utiliser des modèles hors équilibre comme D.E.M. (modèle de retard à l'équilibre) ou H.R.M. (modèle homogène de relaxation).